

Petre Dodoc

Teoria și construcția aparaturilor optice



Editura Tehnică

Prof. dr. ing. **Petre Dodoc**

**TEORIA ȘI CONSTRUCȚIA
APARATELOR OPTICE**

Volumul I

Cuprinsul

1. Introducere	7
1.1. Elemente și sisteme optice	7
1.2. Obiecte amplitudine și obiecte fază	9
1.3. Fenomene, principii, legi	10
1.3.1. Coerența spațială și temporală	10
1.3.2. Principii și legi	13
1.3.3. Axiomele opticii geometrice	16
1.3.4. Dispersia luminii	16
1.3.5. Interferența luminii	18
1.3.6. Difrakția luminii	20
1.4. Reprezentarea optică ideală	26
1.4.1. Relațiile de corespondență	26
1.4.2. Orientarea razelor conjugate	28
1.4.3. Mărimi optice	28
1.4.4. Plane și puncte cardinale	28
1.4.5. Ecuația reprezentării optice ideale	29
1.4.6. Combinarea sistemelor optice	30
1.4.7. Limitarea fasciculelor de radiații	32
1.4.8. Invariantul dioptric	33
1.4.9. Relațiile de trecere	37
1.4.10. Invarianții lui Young pentru planele meridian și sagital	37
1.4.11. Distanțele focale în planele meridian și sagital	39
1.4.12. Invariantul paraxial obiectiv Drumuirea paraxială obiectivă	40
1.4.13. Invariantul paraxial obiectiv în cazuri particulare	40
1.4.14. Mărimile optice în dependență de abscisele obiect și imagine	41
1.4.15. Drumuirea paraxială pupilară	42
1.4.16. Distanța focală în dependență de abscisele obiect și imagine	42
1.4.17. Puterea unitară	42
1.4.18. Legătura dintre invariantii paraxiali Q_s și Q_p	43
1.5. Reprezentarea optică reală în dioptrica de ordinul III	43
1.5.1. Aberațiile cromatice	43
1.5.2. Aberațiile de sfericitate	45
1.5.3. Aberația de coma	48
1.5.4. Astigmatismul	50
1.5.5. Curbura de câmp	53
1.5.6. Distorsiunea	54
1.5.7. Sumele lui Seidel	56
2. Izvoare și receptoare de radiații	59
2.1. Etaloane de radiații	59
1. Corpul negru	59
2. Difuzorul perfect	60
2.2. Legile radiației termice	60
2.2.1. Legea lui Pevost (1809)	60
2.2.2. Legea lui Kirchhoff (1859)	60
2.2.3. Legea lui Stefan (1879) — Boltzmann (1884)	60
2.2.4. Legea lui Planck (1900)	60
2.2.5. Legea lui W. Wien	61

2.2.6. Factorul de emisie (emisivitatea)	62
2.2.7. Distribuția energiei radiante	62
2.3. Mărimi și unități de radiație energetice și fotometrice	62
2.4. Propagarea fluxului luminos	71
2.5. Izvoare de radiații	72
2.5.1. Lămpi cu incandescență	72
2.5.2. Lămpi cu arc electric	74
2.5.3. Lămpi cu vapori de mercur	75
2.5.4. Lămpi cu vapori de xenon sub presiune înaltă	77
2.5.5. Lămpi fulger	78
2.5.6. Lămpi spectrale	78
2.5.7. Lămpi cu halogeni	79
2.5.8. Compararea diferitelor surse de lumină	80
2.5.9. Surse laser	81
2.6. Receptoare de radiații	88
3. Sisteme optice lenticulare	90
3.1. Calculul și construcția simpletelor	90
3.1.1. Lentile situate în medii omogene	90
3.1.2. Lentile cu proprietăți speciale	92
3.1.3. Lentile situate în medii diferite	100
3.1.4. Lentile infinit subțiri cu aberații de sfericitate minime	100
3.1.5. Lentile pentru ochelari	101
3.1.6. Lentile Fresnel	110
3.1.7. Rastere lenticulare	114
3.1.8. Simpletul Fraunhofer	115
3.1.9. Simpletul Gauss	119
3.1.10. Simplete alcătuite din trei lentile	119
3.1.11. Monturi pentru simplete	119
3.2. Calculul și construcția dubletelor	123
3.2.1. Cazul general	123
3.2.2. Telesisteme directe	126
3.2.3. Telesisteme inversate	127
3.2.4. Telesisteme cu abscise variabile	127
3.2.5. Dublete cu focală variabilă	128
3.3. Calculul și construcția tripletelor	130
3.3.1. Tripletul (P) — (N) — (P)	130
3.3.2. Tripletul (N) — (P) — (N)	131
3.3.3. Tripletul (P) — (N) — (P) pancratic	131
3.3.4. Tripletul (F) — (N) — (P _{np})	132
3.3.5. Calculul și construcția quadrupletelor	132
4. Sisteme optice nelenticulare	134
4.1. Oglinzi	134
4.1.1. Oglinzi plane	134
4.1.2. Două oglinzi plane paralele	135
4.1.3. Două oglinzi plane coplanare și înclinate cu unghiul	135
4.1.4. Orientarea razei reflectate în oglinda unghiulară	136
4.1.5. Oglinzi sferice	138
4.1.6. Oglinzi parabolice	140
4.1.7. Oglinzi hiperbolice	142
4.1.8. Oglinzi eliptice	143
4.1.9. Oglinzi cilindrice	145
4.1.10. Oglinzi torice	145
4.1.11. Oglinzi pentru radiații Röntgen	145
4.1.12. Oglinzi conice	147
4.1.13. Oglinzi Fresnel	148
4.1.14. Oglinzi pentru lasere	150
4.1.15. Materiale pentru oglinzi	150
4.1.16. Monturi pentru oglinzi	153

4.2. Lame plan-paralele	153
4.3. Lame divizoare	154
4.4. Oglinda cu suprafața reflectantă posterioară	154
4.5. Rigele etalon și reticule	155
4.6. Monturi pentru reticule	159
4.7. Discuri gradate	159
4.8. Monturi pentru discuri gradate și codificate	160
4.9. Rigele și discuri cifrate	162
4.10. Rigele și discuri codificate	162
4.11. Rețele de difracție	163
4.11.1. Rețele de difracție plane	164
4.11.2. Rețele de difracție concave	165
4.12. Rețele incrementale.....	168
4.13. Rețele moiré.....	170
4.13.1. Fenomenul moiré.....	170
4.13.2. Modele moiré rezultate din suprapunerea diferitelor familii de curbe	172
4.13.3. Numărarea și discriminarea sensului de deplasare a franjelor	177
4.13.4. Franje moiré realizate cu rețele de difracție	183
4.14. Filtre optice	187
4.14.1. Filtre de absorbție	187
4.14.2. Filtre interferențiale	190
4.14.3. Filtre de dispersie	198
4.15. Prisme	199
4.15.1. Deviația produsă de o prismă	199
4.15.2. Minimul deviației	199
4.15.3. Măririle optice	200
4.15.4. Dispersia unghiulară	200
4.15.5. Rezoluția prisme	201
4.15.6. Deviația produsă de un sistem prismatic	201
4.15.7. Puterea prismatică	202
4.15.8. Sisteme prismatice monocromatice	202
4.15.9. Prisme acromatice	204
4.15.10. Prisme dispersive	204
4.15.11. Prisme și lame de polarizare	207
4.15.12. Prisme reflectoare	207
4.15.13. Monturi pentru prisme	212
4.16. Fiole pentru nivele	237
4.16.1. Caracteristicile nivelelor	237
4.16.2. Monturi pentru fiole	237
4.17. Fibre optice	238
4.17.1. Construcția și funcționarea fibrelor optice	238
4.17.2. Conectoare pentru fibre optice.....	239
4.18. Elemente optice pentru memorarea datelor	241
4.18.1. Construcția elementului optic de memorare	241
4.18.2. Discuri cu memorie fixă	243
4.18.3. Discuri compact cu memorare digitală	245
4.18.4. Discuri compact cu memorare DOR	245
4.18.5. Discuri magnetooptice de memorare	246
4.18.6. Discuri de memorare reversibile.....	248
5. Metodologia de proiectare a unui sistem optic lenticular	250
5.1. Tema de proiectare	250
5.2. Schema optică	250
5.3. Stabilirea materialelor	251
5.4. Calculul paraxial	251
5.5. Calculul analitic	251
5.6. Calculul definitiv	251
5.6.1. Corectarea de adaptare	252
5.6.2. Corectarea grosieră	252
5.6.3. Corectarea fină—optimizarea	252

6. Aparate optice fundamentale	259
6.1. Caracteristici generale	259
6.2. Lupe	260
6.3. Oculare	261
6.3.1. Caracteristicile ocularilor	261
6.3.2. Clasificarea ocularilor	262
6.3.3. Calculul și construcția ocularilor	262
6.3.4. Monturi pentru oculare	262
6.4. Diametre	268
6.5. Aparate de iluminare	268
6.5.1. Lămpi de birou	268
6.5.2. Proiectoare	269
6.5.3. Aparate de emisie și recepție	
6.6. Aparate de proiecție	271
6.6.1. Diaproiectorul	271
6.6.2. Diaproiectorul cu focusare automată	274
6.6.3. Retroproiectoare	275
6.6.4. Epiproiectoare	276
6.6.5. Proiectoare de măsurare	277
6.6.6. Aparate de mărit	279
6.6.7. Aparatul de proiecție cinematografică	281
6.7. Aparatul fotografic	284
6.7.1. Forme constructive	284
6.7.2. Obiectivul	287
6.7.3. Oglinda rabatabilă	300
6.7.4. Sistemul de poziționare a obiectului	300
6.7.5. Obturatorul	301
6.7.6. Reglarea expunerii	302
6.7.7. Vizorul	303
6.7.8. Diafragma de deschidere	307
6.7.9. Monturi pentru obiective fotografice	308
6.8. Colimatoare	308
6.9. Lunete	311
6.9.1. Luneta Galilei	311
6.9.2. Luneta Kepler	314
6.9.3. Luneta autocolimatoare	327
6.9.4. Luneta pentru telescoape	340
6.9.5. Lunete terestre	349
6.9.5.1. Lunete terestre cu redresoare lenticulare	349
6.9.6. Lunete cu focalizare interioară	359
6.9.7. Lunete analactice	360
6.10. Interferometre	361
6.10.1. Interferometrul (etalonul) Fabry-Perot	361
6.10.2. Interferometrul Fizeau	364
6.10.3. Interferometrul Michelson	367
6.10.4. Interferometrul Twyman-Green	369
6.10.5. Interferometrul Mach-Zehnder	371
6.10.6. Interferometrul Jamin	372
6.10.7. Reglarea interferometrelor	373
6.11. Aparate spectrale	373
6.11.1. Colimatorul	374
6.11.2. Sistemul dispersiv	377
6.11.3. Aparate spectrale cu prisme dispersive	378
6.11.4. Aparate spectrale cu rețele de difracție	380
6.12. Fotometre	386
6.12.1. Fotometre vizuale	387
6.12.2. Fotometre fotoelectrice	392
6.12.3. Microfotometre	395
6.13. Spectrofotometre	396
6.13.1. Spectrofotometre vizuale	396
6.13.2. Spectrometre fizice	398

1.

Introducere

1.1. Elemente și sisteme optice

Elementul optic principal care stă la baza construcției și funcționării unui sistem ori aparat optic este alcătuit din două medii optice omogene, cu indici de refracție diferiți, separate de o suprafață plană ori curbă, și se numește „dioptru”. Mediul situat anterior suprafeței se numește mediul obiect, iar cel situat posterior este mediul imagine. Cele două medii, numite și spații, sînt caracterizate de indici de refracție n și respectiv n' (fig. 1.1).

Un ansamblu alcătuit din doi dioptri succesivi, situați la o anumită distanță d unul de altul, astfel încît mediul imagine al primului reprezintă mediul obiect pentru al doilea, adică $n'_1 = n_3 = n_2$, se numește element optic constructiv sau piesă optică (fig. 1.2). Dacă cele două suprafețe care separă mediile sînt plane și paralele, piesa optică se numește lamă plan-paralelă (fig. 1.2, *a*). Cînd cele două suprafețe plane formează un unghi A și se intersectează după o dreaptă, numită muchie refractantă, piesa optică este

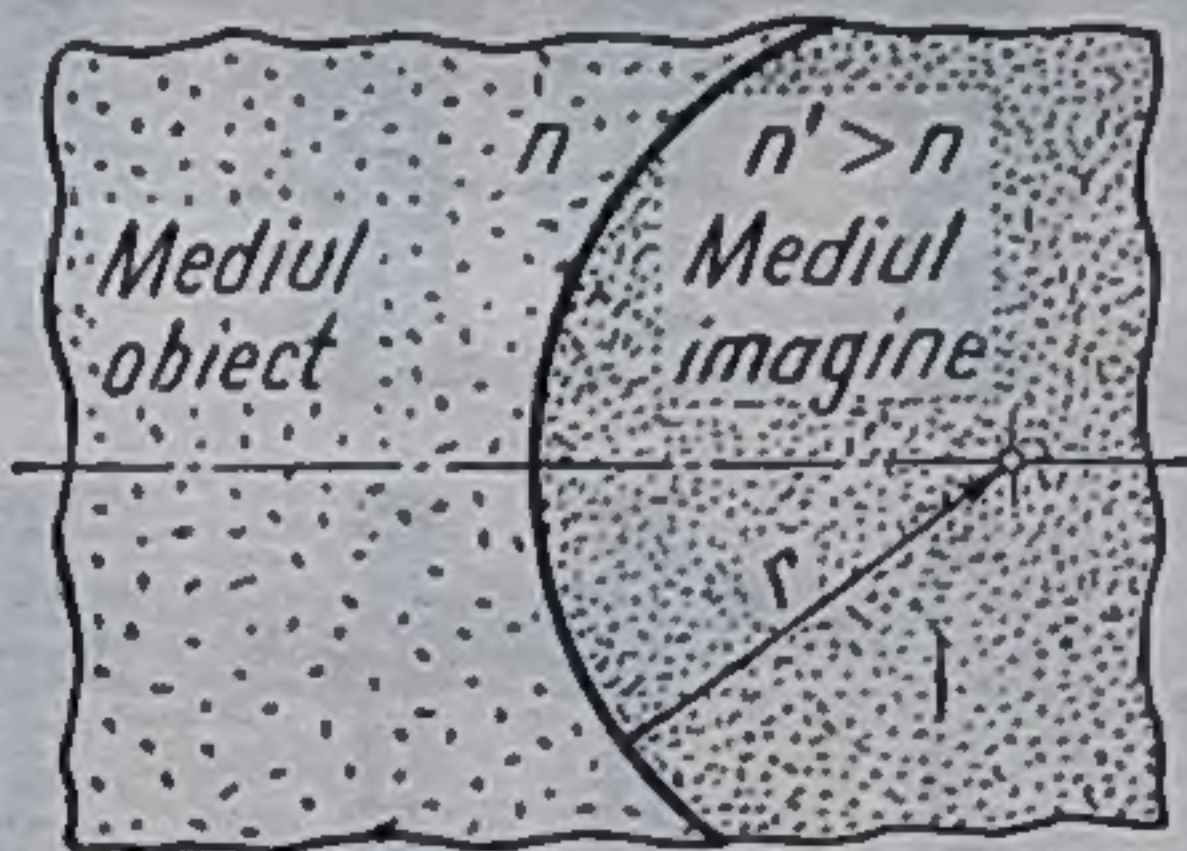


Fig. 1.1. Sistemul optic „dioptru”.

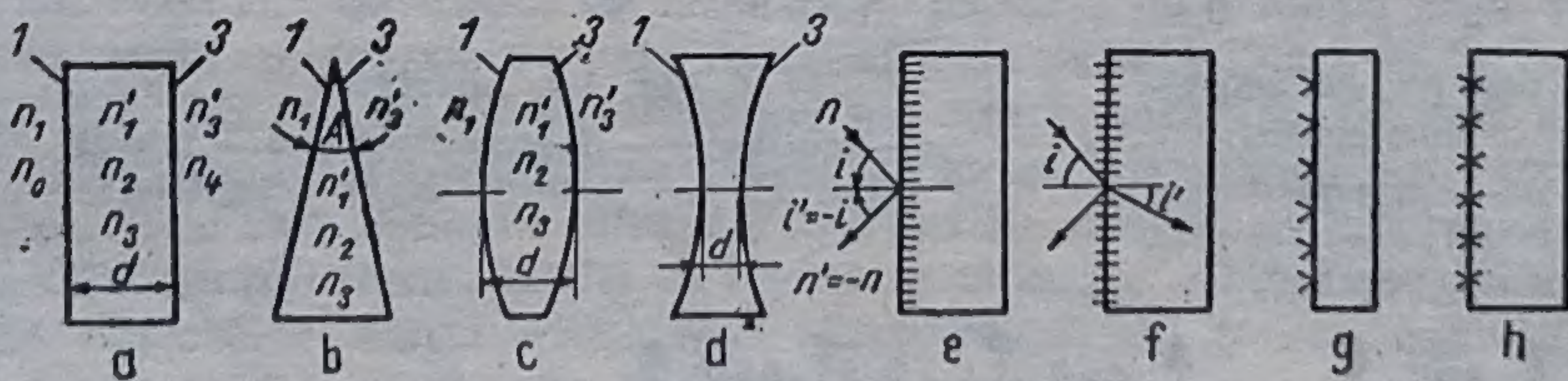


Fig. 1.2. Piese optice reprezentate în secțiune principală propriu-zisă: *a* — lamă plan-paralelă; *b* — prismă; *c* — lentilă convergentă; *d* — lentilă divergentă; *e* — oglindă; *f* — divizor fizic de fascicule; *g* — ecran; *h* — geam mat ori opac.

o prismă (fig. 1.2, b). Dacă cel puțin una dintre cele două suprafețe este curbă, piesa se numește lentilă (fig. 1.2, c, d). În cazul în care mediile sînt astfel situate încît $n' = -n$, piesa se numește oglindă (fig. 1.2, e).

Dacă pe suprafața de separare a celor două medii există elemente infinit mici, refractante și reflectante, care divizează fasciculul într-unul reflectat și altul transmis, elementul optic este un „divizor fizic” (fig. 1.2, f). Cînd acesta produce o reflexie difuză elementul se numește ecran (fig. 1.2, g), iar cînd suprafața oprește propagarea conform opticii geometrice a unui flux de radiații și îl refractă difuz elementul optic este un ecran de tip geamat sau opal (fig. 1.2, h).

Dacă pe o lamă se execută o scară liniară sau circulară, piesa reprezintă o riglă sau un disc gradat. Cînd diviziunea riglei ori discului este egală cu grosimea reperului piesa este o rețea liniară, respectiv unghiulară. Acestea pot fi reflectante ori refractante. Alte elemente optice sînt definite în cap. 4.

După cum o lentilă provoacă convergența sau divergența unui fascicul incident, lentila se numește convergentă (fig. 1.2, c) sau divergentă (fig. 1.2, d). O astfel de lentilă cu grosimea $d = 0$, numită „lentilă infinit subțire”, poate fi reprezentată ca în fig. 1.3.

Un ansamblu alcătuit din l lentile repartizate în g grupuri și situate la diferite distanțe $e_{j, j+2} > 0$ reprezintă un sistem optic lenticular, numit „multiplet”. Acesta poate acționa convergent sau divergent și deci poate fi reprezentat ca în fig. 1.3. Cînd numărul grupurilor devine $g = 1$, alcătuit din l lentile lipite, ansamblul se numește simplet (fig. 1.4).

Funcție de numărul lentilelor, simpletul poate fi: lentilă ($l = 1$), dublet lipit ($l = 2$), triplet lipit ($l = 3$) etc.

Pentru $g = 2$ ansamblul optic devine un dublet (fig. 1.5), care poate acționa convergent sau divergent. De asemenea, fiecare grup poate fi alcătuit din subgrupuri. Cele două grupuri pot fi combinate ca în fig. 1.5, rezultînd sisteme optice de bază, sau tipuri reprezentative cu diferite roluri funcționale (obiective, redresoare, oculare etc).

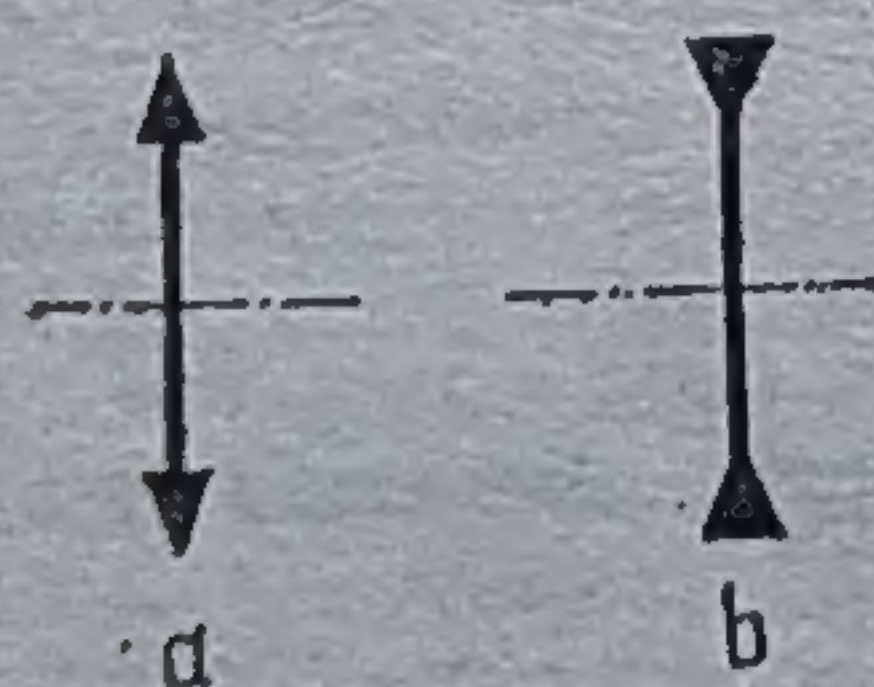


Fig. 1.3. Sisteme infinit subțiri:
a — convergent (pozitiv); b — divergent (negativ).

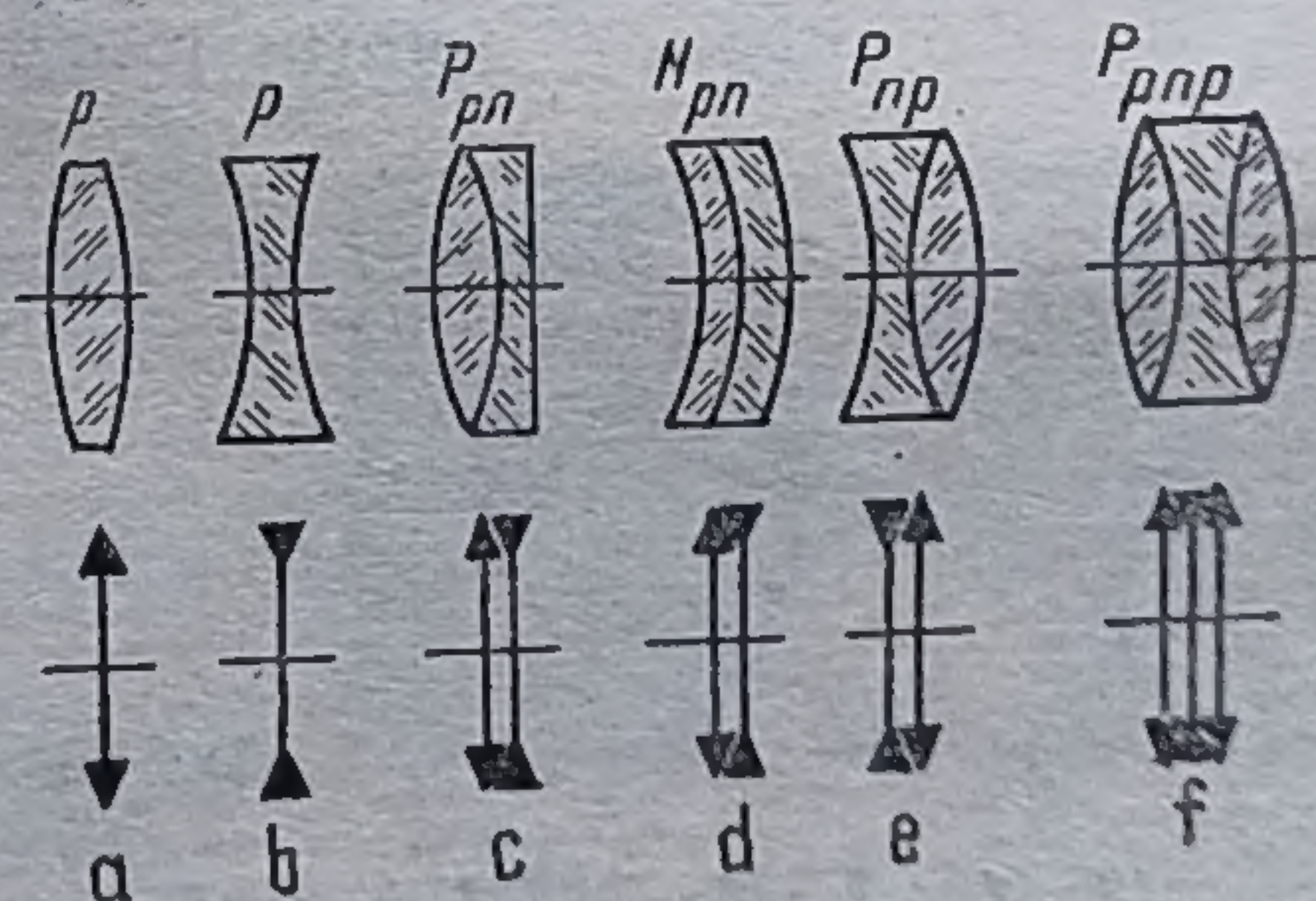


Fig. 1.4. Simplete:
a — lentile; b — dublete lipite; c — triplet lipit P, p — pozitiv; N, n — negativ.

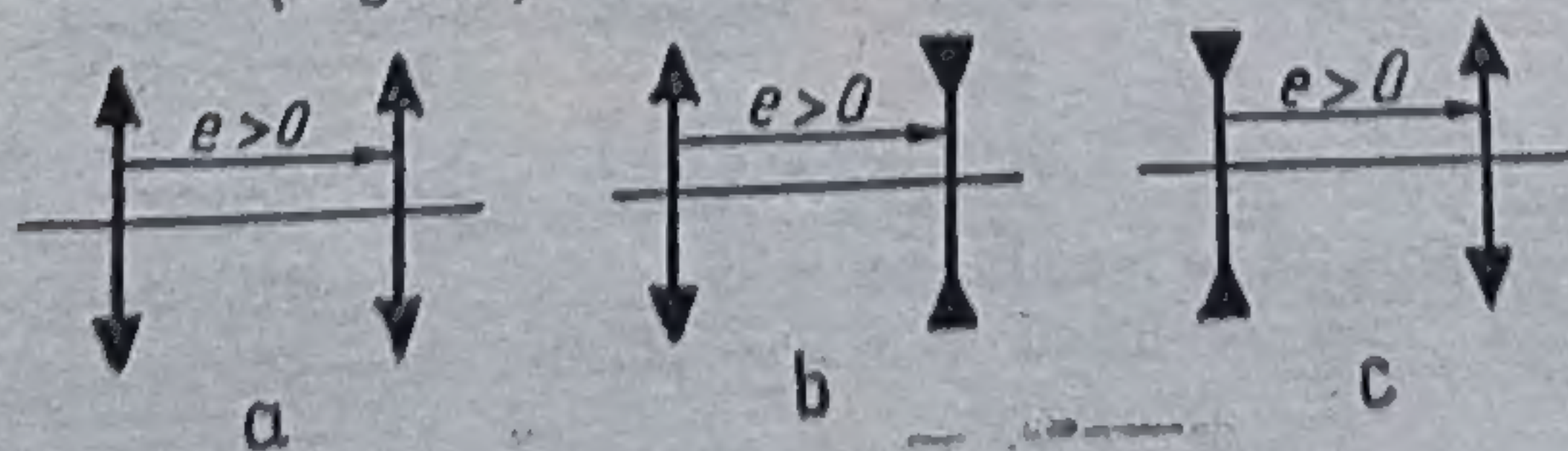


Fig. 1.5. Dublete ($g = 2$).

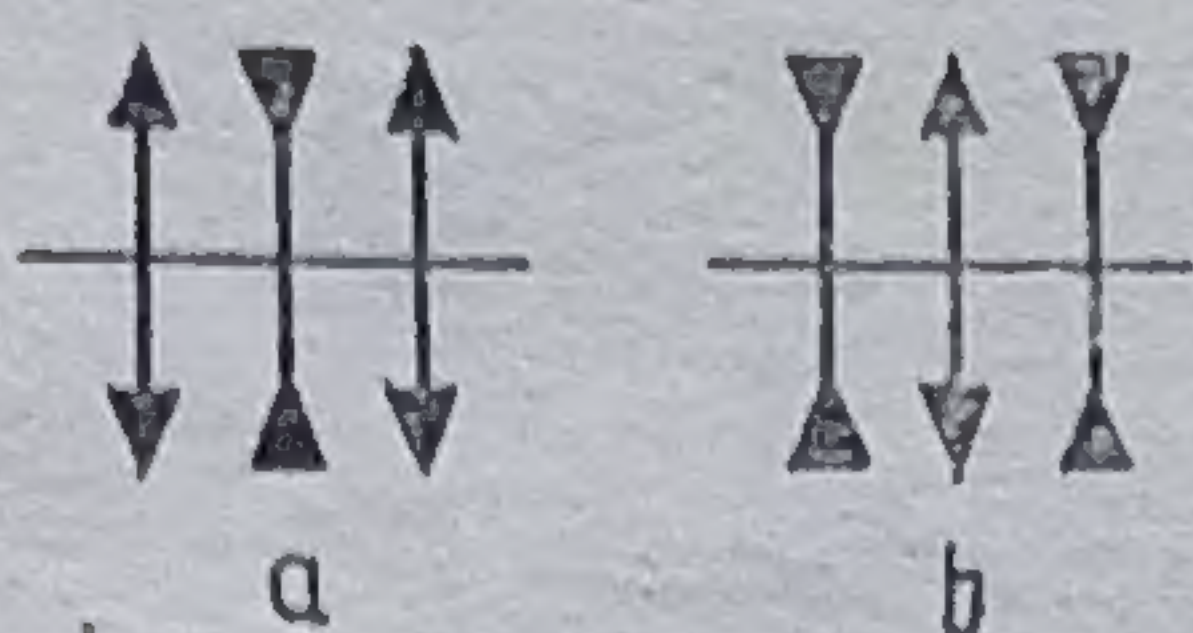


Fig. 1.6. Triplete:
a - tip A ($P-N-P$);
b - tip B ($N-P-N$).

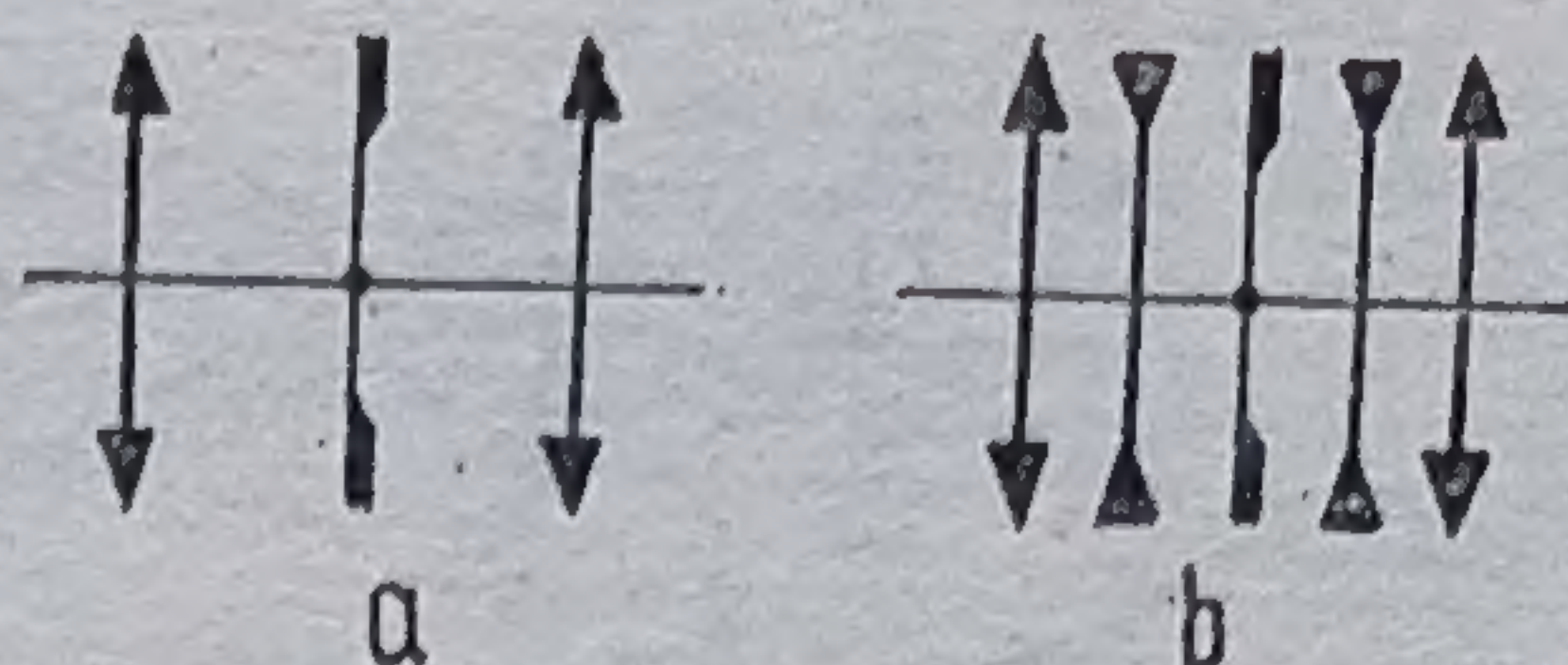


Fig. 1.7. Sisteme optice simetrice:
a - dublet, b - quadruplet.

Când $g = 3$ sistemul optic se numește triplet (fig. 1.6). Funcție de acțiunea convergentă sau divergentă a fiecărui grup, tripletul poate fi de tip A, simbolizat $P-N-P$ (creat de Denis Taylor în anul 1892) și de tip B, simbolizat $N-P-N$, patentat de E. Glatzel în 1966 și numit hologon.

Pentru $g = 4$ se obține un sistem numit „quadruplet” (fig. 1.7, b).

Unele sisteme optice sînt prevăzute cu diafragme. Un sistem optic este simetric cînd grupul situat după diafragmă este identic cu cel anterior diafragmei și situat inversat (fig. 1.7), adică este reflex-simetric.

Ansamblurile optice din care lipsesc lentilele sînt sisteme optice nelen-ticulare (v. cap. 4).

O combinație de subansambluri optice, mecanice ș.a. capabilă de a capta și emite semnale în scopul perceperii și cunoașterii obiectelor și fenomenelor, măsurării mărimilor fizice sau captării informațiilor despre acestea se numește aparat. Orice aparat destinat măsurării este prevăzut cu cel puțin o măsură (rigle gradate, cale, tablouri de interferență etc.) situată de-a lungul direcției de măsurare.

Evaluarea unui interval din diviziunea unei măsurii se numește interpolare. Frațiunile pînă la $1/10$ din diviziune pot fi stabilite vizual, direct sau mijlocit de un sistem optic. Frațiunile mai mici necesită mijloace speciale care se numesc interpolatoare (mecanice, optice, fotoelectrice).

Aparatele care se conectează cu receptorul vizual (ochiul) se numesc subiective, iar cele care se conectează cu un alt receptor (film, elemente foto-receptoare) sînt obiective.

1.2. Obiecte amplitudine și obiecte fază

Fie un obiect A în formă de lamă plan paralelă cu transparență variabilă (de exemplu un diapozitiv care reprezintă un peisaj), iluminat de o undă plană Σ_0 (fig. 1.8, a). În planul imagine, un punct oarecare A' are amplitudinea corespunzătoare punctului obiect A și deci imaginea este formată din puncte ce se deosebesc în luminozitate sau în culoare. Obiectul A care modifică doar amplitudinea undei incidente se numește „obiect amplitudine”. Imaginile obiectelor amplitudine sînt recepționate de retina ochiului, de o placă fotografică sau de un receptor fotoelectric.

Cînd obiectul are un indice de refracție variabil sau o grosime variabilă (fig. 1.8, b), unda plană Σ_0 este deformată Σ_1 , deoarece între diferitele puncte ale acesteia apar diferențe de drum optic. Spre exemplu, între razele 1 și 2 apare diferența de drum $\Delta = nd - [nd_0 - (d - d_0) 1] = (n - 1)(d - d_0)$.

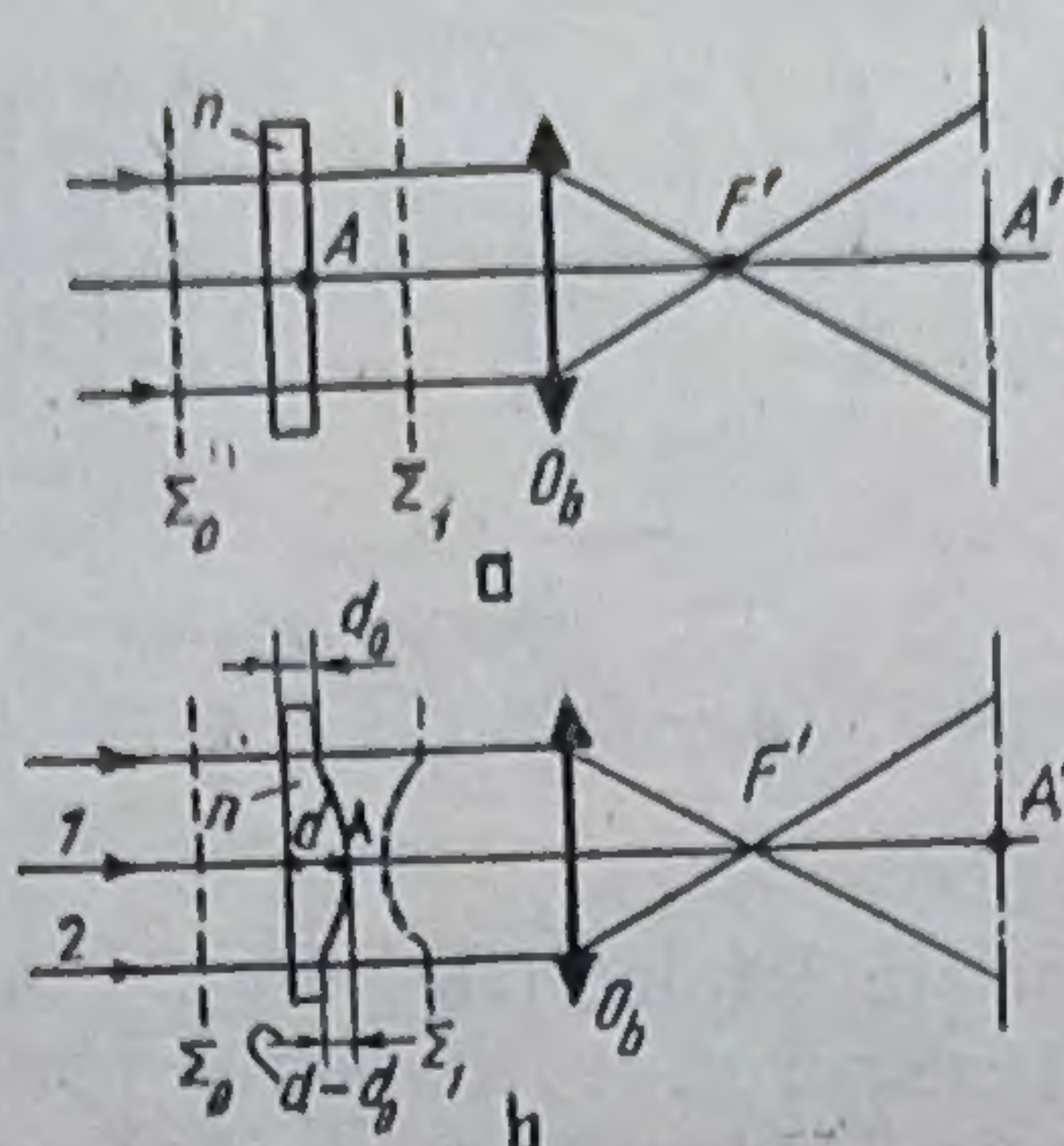


Fig. 1.8. Obiecte:
a — amplitudine; b — fază.

Dacă unda este monocromatică, între razele 1 și 2 apare diferența de fază $\varphi = \delta_2 - \delta_1 = 2\pi\Delta/\lambda$. Unda Σ_1 este în avans în regiunea care corespunde drumului optic minim. Unda rezultantă are intensitatea proporțională cu $\cos^2(\pi\Delta/\lambda)$.

Obiectele care produc defazaje de fază se numesc „obiecte fază”. Deoarece toți detectorii cunoscuți nu sînt sensibili la variația fazei, imaginea obiectului nu poate fi captată; în planul imagine apare doar o pată luminoasă. Aceste imagini pot fi recepționate prin procedee speciale (v. contrastul de fază și contrastul de interferență).

1.3. Fenomene, principii, legi

1.3.1. Coerența spațială și temporală

Lumina constituie un fascicul policromatic, adică un complex de radiații electromagnetice cu lungimile de undă $\lambda = 340 \dots 770 \text{ nm}$. Un câmp electromagnetic constituie un ansamblu alcătuit din câmpul electric \vec{E} (vectorul luminos) și câmpul magnetic \vec{B} care oscilează, se generează reciproc și se propagă sub formă de undă electromagnetică transversală cu viteza $v \leq c$ (în vid $v = c$). Caracteristicile sale sînt: amplitudinea $A(a)$, lungimea de undă λ și faza δ . Amplitudinea complexă este dată de expresia $u = ae^{2\pi i x} = ae^{2\pi i x/\lambda}$.

În medii izotrope undele electromagnetice se propagă cu aceeași viteză în toate direcțiile. Dacă la momentul $t_0 = 0$ se emit mai multe unde într-un mediu izotrop, după un timp t acestea ajung la aceeași distanță față de sursă, adică ajung pe o suprafață sferică numită suprafață de undă (suprafață de fază constantă). Când raza sferei crește foarte mult suprafața de undă devine plană. Undele sferice emise de un izvor punctiform situat în focarul obiect al unui sistem optic convergent devin unde plane după ce străbat sistemul.

Drumul geometric d parcurs de undă amplificat cu indicele de refracție n al mediului în care aceasta se propagă se numește drum optic: $L = nd$. Variația ΔL a drumului optic poate avea loc fie prin variația Δd a lungimii d parcurse de undă, fie prin variația δn a indicelui de refracție n .

După cum se cunoaște, emisia luminii are loc sub formă de trenuri de unde. Lungimea l_c a trenului de unde se numește „lungime de coerență”.

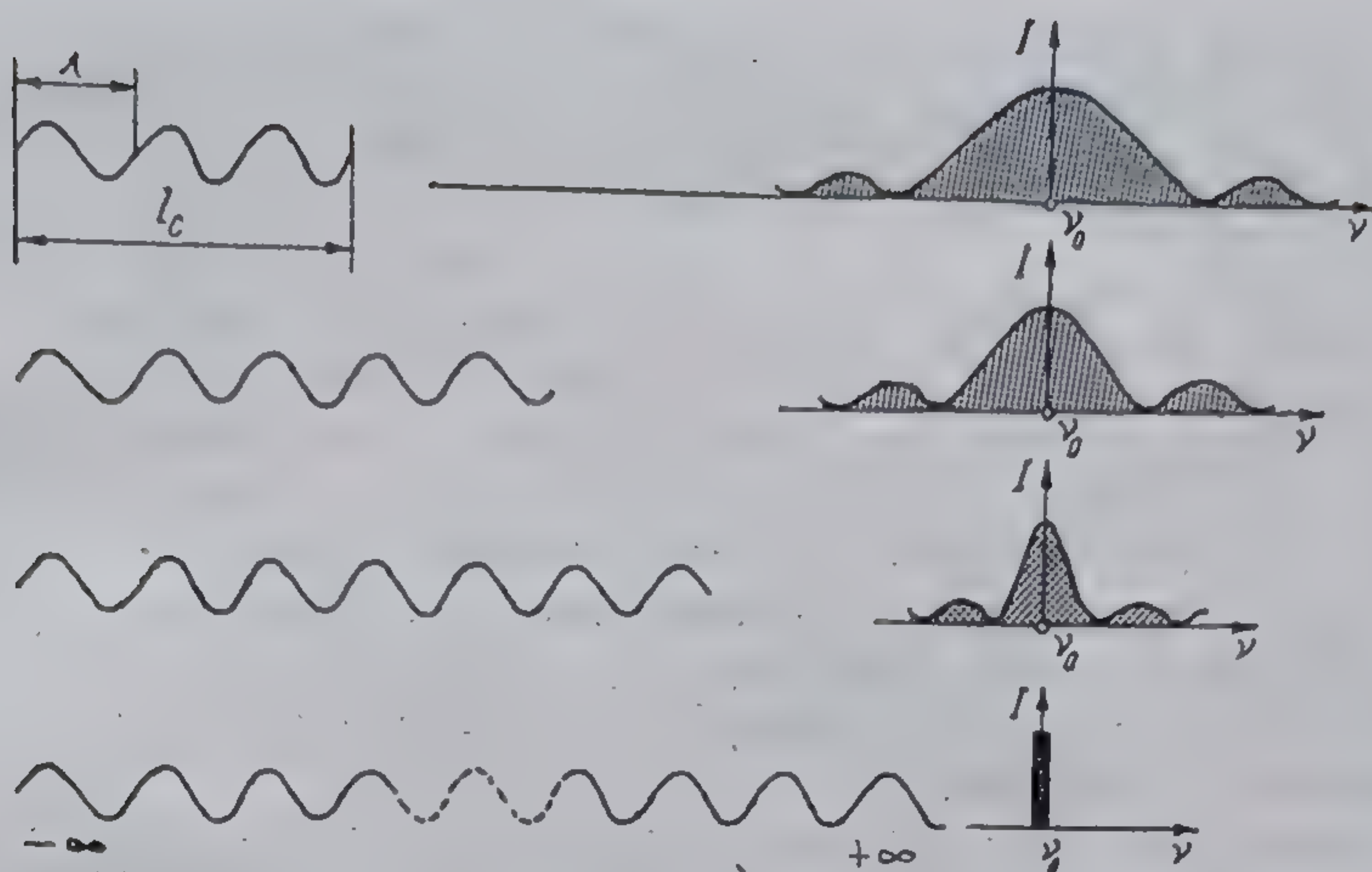


Fig. 1.9. Relația dintre lungimea de coerență l_c și distribuția spectrală.

Dacă T_c este durată acestui tren, atunci $l_c = cT_c$ și T_c reprezintă timpul de coerență. Cu cât lungimea de coerență l_c este mai mare, cu atât spectrul luminos este mai îngust. Pentru $l_c = \infty$ se obține radiația monocromatică cu frecvența ν_0 și intensitatea I (fig. 1.9).

Fie o sursă monocromatică ideală și punctuală situată în focarul obiect al obiectivului Ob_1 din fig. 1.10, *a*, care reprezintă un interferometru Michelson (Albert Abraham Michelson, n. 1852 în Strelno, Poznan, profesor în Chicago, premiul Nobel pentru fizică în 1907, m. 1931), unde oglinda O_{g2} este înclinată cu unghiul α și situată la distanța $\overline{K_1L_1} = d$. Toate sistemele optice sînt perpendiculare pe planul figurii. Raza R_1 este divizată de L_d în două fascicule spre oglinzile O_{g1} și O_{g2} . Dacă unghiul α este foarte mic, între drumurile optice parcurse de cele două fascicule există diferența de drum $\Delta = 2\overline{K_1L_1} = 2d$ și cele două unde reflectate de oglinzi interferează. Intensitatea unei rezultante în punctul L'_1 (conjugat cu L_1) este $I = \cos^2(\pi\Delta/\lambda) = \cos^2(2\pi d/\lambda)$. Aceasta se propagă perpendicular pe planul figurii și benzile de intensitate maximă pot fi reprezentate de-a lungul direcției $L'L'_1$; distanța dintre două maxime de interferență fiind $\lambda/2\alpha$ (fig. 1.10, *b*). Dacă sursa este

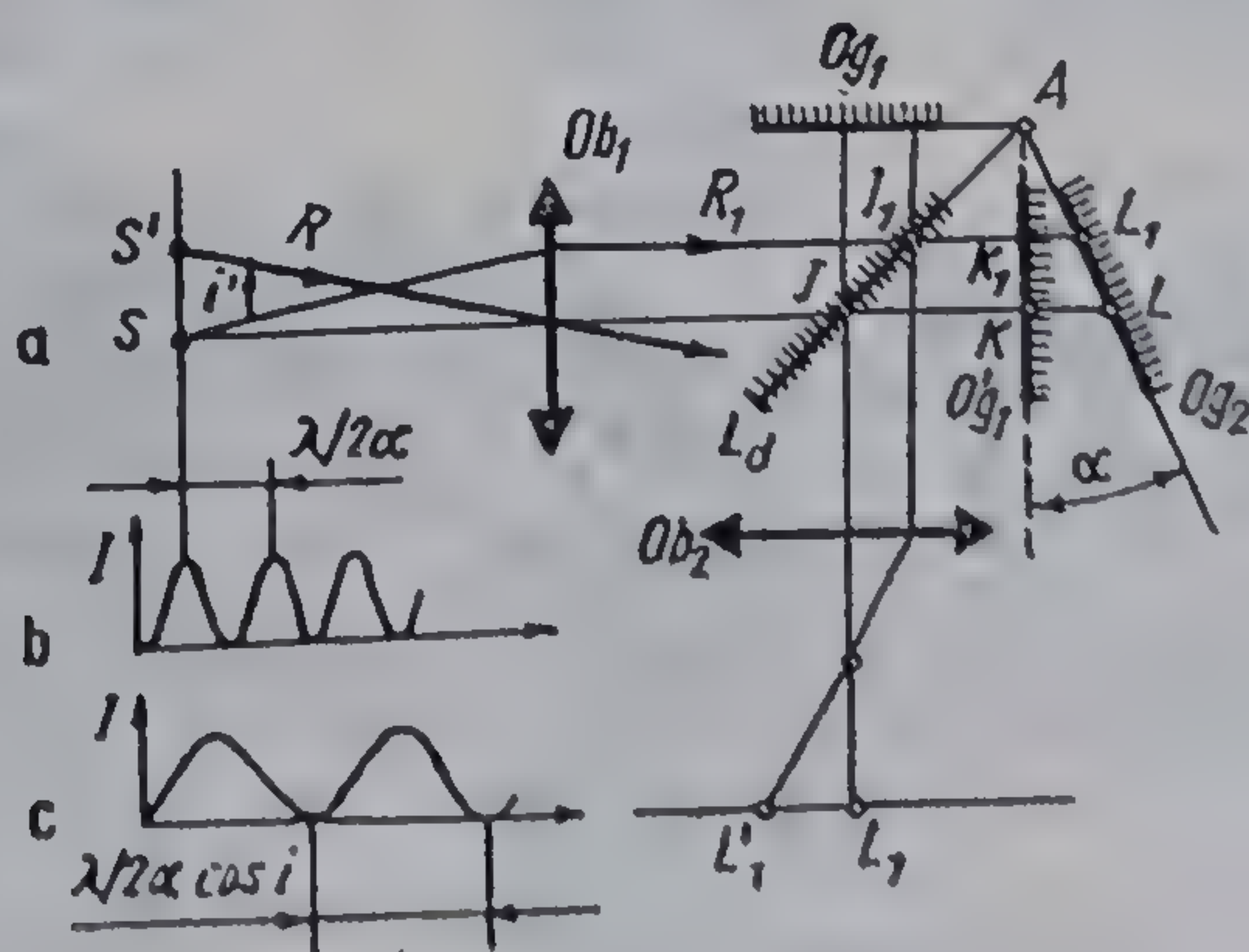


Fig. 1.10. Coerența spațială.

S' , raza R atinge oglinda $O'_{\theta 1}$ sub unghiul i , și diferența de drum este $\Delta' = 2d \cos i$. Deci intensitatea undei rezultante este $I = \cos^2 (2\pi d \cos i / \lambda)$ cu distanța dintre maxime (interfranja) $\lambda / 2 \cos i$ (fig. 1.10, c).

Cînd ambele surse S și S' emit simultan ca surse independente, numite „surse incoerente” undele nu dau maxime egale cu suma amplitudinilor, deoarece maximele celor două unde nu se suprapun. Același lucru se întîmplă dacă distanța SS' este mare. Cînd distanța SS' este mică $\cos i \approx 1$ și cele două unde rezultante au aceeași perioadă $\lambda / 2 \cos i$. Prin urmare, ele interferează și în L' apare un tablou de franje net. În acest caz se spune că iluminarea este coerentă spațial. Mărind distanța SS' tabloul de franje devine mai puțin net și iluminarea este „parțial coerentă spațial”. Dacă distanța SS' crește și mai mult (sursa întinsă) în planul $L_1 L'_1$ nu mai apar franje, deoarece unghiul i crește foarte mult și maximele celor două unde nu coincid. În acest caz iluminarea este „incoerentă spațial”.

Cînd sursa este monocromatică și întinderea acesteia suficient de mică, dar nu punctuală, tabloul de interferență apare net și iluminarea este „spațial coerentă”. Ea devine incoerentă

spațial cînd franjele dispar, adică atunci cînd dimensiunile sursei monocromatice sînt prea mari.

În fig. 1.11, *a* se observă că dacă oglinzile $O_{\theta 1}$ și $O_{\theta 2}$ nu sînt situate simetric față de lama divizoare L_d , adică între imaginea $O'_{\theta 1}$ și $O_{\theta 2}$ există distanța d , undele divizate și spațial coerente, reflectate pe cele două oglinzi, au o diferență de drum $\Delta = 2d < l_c$ și deci ele interferează, formînd un tablou net de franje.

În acest caz există nu numai coerentă spațială ci și o coerentă „temporală”.

Cînd $\Delta > l_c$ cele două trenuri de unde nu se mai întîlnesc și interferența nu poate avea loc. Cele două unde sînt „incoerente temporale”.

Dacă în interferometru intră două unde u_A și u_B emise în momente diferite, între ele există distanța Δ_0 și între undele divizate iau naștere diferențe de drum mai mari decît lungimea de coerentă și deci acestea nu interferează. Se poate însă întîmpla ca între unda u_{B1} (care parcurge un drum mai scurt) și unda u_{A2} , care parcurge drumul mai lung să existe diferența de drum $\Delta_1 = \Delta_0 - \Delta = \Delta_0 - 2d$. În timpul emisiei, distanțele Δ_0 variază și di-

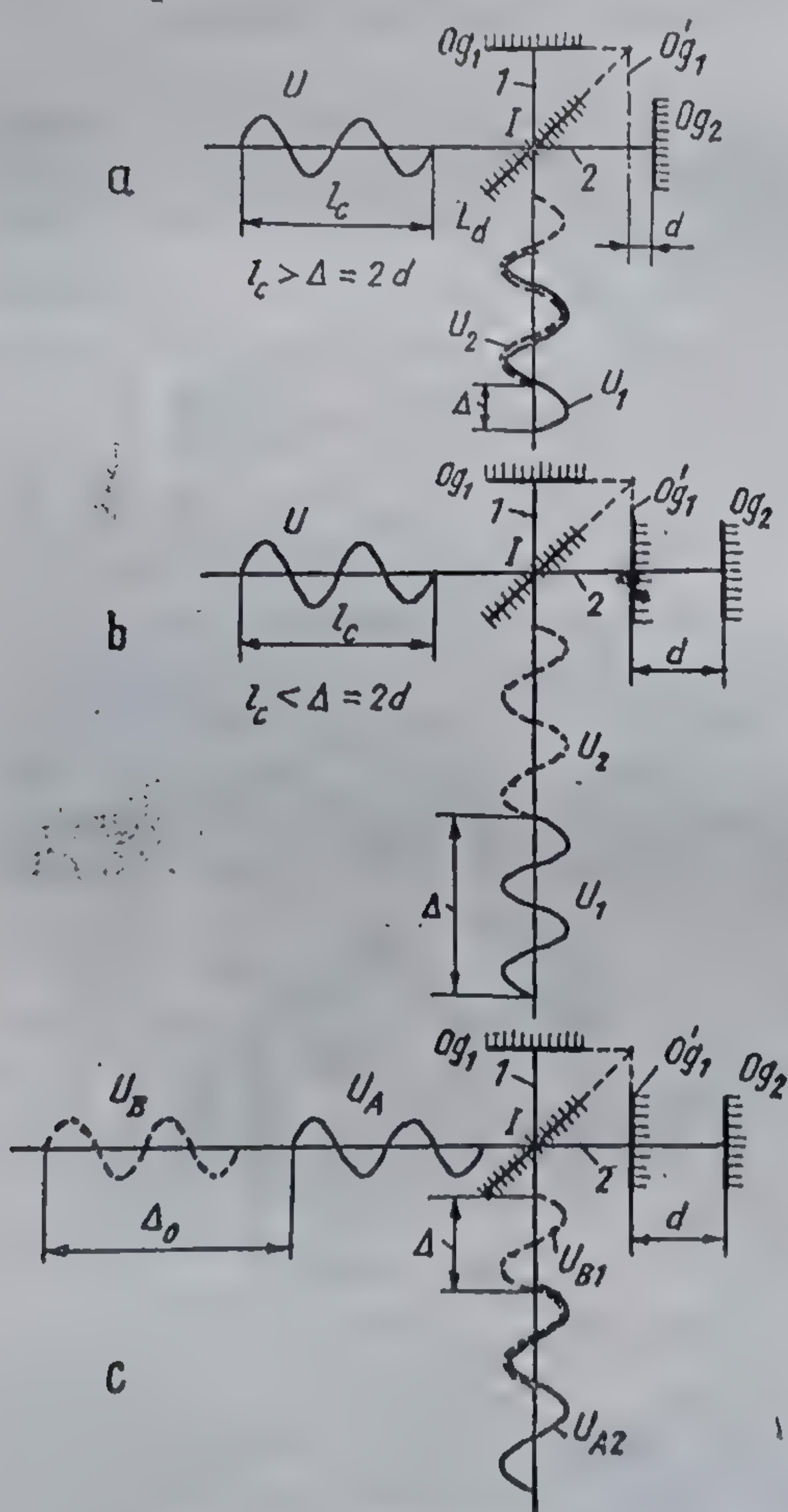


Fig. 1.11. Coerența temporală.

ferențele Δ_1 sînt diferite. Fenomenul de interferență nu poate fi observat, deoarece durata acestuia (timpul de coerență T_c) este foarte scurtă. Prin urmare, cele două unde sînt incoerente temporal.

1.3.2. Principii și legi

a. *Principiul lui Fermat*: suma drumurilor optice $n_i d_i$ pe care o străbate o undă prin diferite medii cu indicii de refracție n_i de la un punct obiect O la unul imagine O' este o condiție de minim, de maxim sau de staționaritate. Conform acestui principiu se poate scrie $L = \sum n_i d_i = \text{Extremum}$; $L = \sum d_i c/v_i = c \sum d_i/v_i = c \sum t_i$. $\sum t_i = \text{Extremum} \rightarrow \delta t_i = 0$ și deci $\delta \sum n_i d_i = 0$, adică $\sum n_i d_i = \text{constant}$. Suprafețele care satisfac această condiție se numesc stigmatice, pentru că realizează o corespondență de punct cu punct între spațiile obiect și imagine.

b. *Legea lui Malus*: prin reflexii și refracții succesive un fascicul se propagă mereu perpendicular pe suprafața de undă. Un astfel de fascicul se numește ortonom.

c. *Principiul lui Huygens-Fresnel*: fiecare punct al unei suprafețe de undă reprezintă centrul de emisie al unui nou sistem de unde secundare care pot interfera una cu alta. Înfășurătoarea undelor secundare este o suprafață de undă sferică concentrică cu cea inițială.

d. *Legile reflexiei* 1) fasciculul incident Φ_i , normala N la suprafață în punctul de incidență I și fasciculul reflectat Φ_r se află în planul de incidență; 2) $\angle r = -\angle i$ și $\angle r = \angle \pi - \angle i$.

e. *Legile refracției*: 1) fasciculul incident Φ_i , normala N la suprafață în punctul de incidență I și fasciculul refractat Φ_r sînt situate în același plan (planul de incidență); 2) $n \sin i = n' \sin i'$ (legea lui Willibrord Snell Van Royen, cu numele latinizat Snellius, 1618). Descartes, independent de Snell, a dat aceeași lege în „Dioptrik”, publicată în anul 1637.

La propagarea luminii dintr-un mediu mai dens într-un mediu mai puțin dens, adică $n' < n$, pentru o valoare limită a unghiului de incidență i , lumina se întoarce în același mediu, reflectîndu-se total. Acest unghi limită rezultă din $n \sin i = n' \sin i' = 1$ și deci $i_t = \arcsin(1/n)$. Cînd $n'/n = 1/1,5$ rezultă $i_t \approx 42^\circ$. Pentru aceste medii, reflexia totală are loc dacă unghiul de incidență $i > i_t$, spre exemplu $i = 45^\circ$ (v. reflexia pe suprafața ipotenuză la prisma isoscel dreaptă).

La reflexia undelor pe suprafețele metalice vectorul electric (luminos) \vec{E} suferă un salt de fază de $\pi/2$ și lumina polarizează eliptic.

Se definesc: factorul de reflexie $R = \rho = \Phi_r/\Phi_i$, factorul de absorbție $A = \alpha = \Phi_a/\Phi_i$, factorul de transmisie $T = \tau = \Phi_t/\Phi_i$, opacitatea $0 = 1/\tau$, densitatea de transmisie $D = -\lg \tau$ și factorul de difuzie $D = (L_{20^\circ} + L_{70^\circ})/2L_{5^\circ}$.

În tabelul 1.1. se dau factorii ρ , α și τ pentru diferite materiale.

Dacă undele incidentă, reflectată și transmisă se descompun în componentele care vibrează paralel (\parallel) și perpendicular (\perp) pe planul de incidență, pot fi scrise formulele lui Fresnel care definesc factorii de reflexie R_{\parallel} și R_{\perp} :

$$R_{\parallel} = \frac{\operatorname{tg}^2(i - i')}{\operatorname{tg}^2(i + i')} ; \quad R_{\perp} = \frac{\sin^2(i - i')}{\sin^2(i + i')} . \quad (1.1)$$

Tabelul 1.1. Proprietățile de difuzie, reflexie, absorbție și transmisie ale unor materiale

Materialul	Grosimea d , mm	Difuzia	Factorul de ...		
			Reflexie $R(\rho)$	Absorbție $A(\alpha)$	Transmisie $R(\tau)$
Cristal	3	Nu	0,08	0,01	0,91
Sticlă	2 ... 4	Nu	0,06 ... 0,08	0,02 ... 0,04	0,90 ... 0,92
Sticlă ornament	3 ... 6	Mică	0,07 ... 0,24	0,03 ... 0,21	0,57 ... 0,90
Sticlă mată atac acid	2	Mică	0,07 ... 0,10	0,05 ... 0,10	0,82 ... 0,88
Sticlă mată sablată	2 ... 3	Mică	0,11 ... 0,16	0,07 ... 0,11	0,77 ... 0,82
Sticlă opal I	1,7 ... 3,6	Bună	0,40 ... 0,69	0,12 ... 0,31	0,12 ... 0,38
Sticlă opal II	1,7 ... 3,7	Bună	0,46 ... 0,54	0,07 ... 0,11	0,37 ... 0,47
Sticlă opal III	1,8 ... 3,5	Bună	0,65 ... 0,78	0,04 ... 0,10	0,13 ... 0,31
opal I	2 ... 3	Bună	0,31 ... 0,45	0,03 ... 0,10	0,47 ... 0,66
opal II	3	Bună	0,54 ... 0,67	0,08 ... 0,11	0,27 ... 0,35
opal	2,2 ... 2,5	Mică	0,13 ... 0,28	0,02 ... 0,14	0,58 ... 0,84
opal	1,4 ... 3,6	Bună	0,40 ... 0,78	0,04 ... 0,31	0,12 ... 0,38
Hîrtie pergament fără ton		Bună	0,45 ... 0,48	0,05 ... 0,15	0,35 ... 0,55
Hîrtie de desen			0,80		
Hîrtie neagră			0,05		
Carton		Bună	0,65	0,27	0,08
Mătase albă		Aproape	0,25 ... 0,38	0,01	0,61 ... 0,71
Schirting alb		bună	0,65	0,31	0,04
Mătase colorată		Aproape	0,05 ... 0,25	0,13 ... 0,54	0,27 ... 0,80
		bună			
Zelon transparent	0,5	Mică	0,08	0,13	0,79
Zelon alb	1,0	Bună	0,55	0,28	0,17
Alabastru	11 ... 13	Bună	0,49 ... 0,67	0,14 ... 0,21	0,17 ... 0,30
Marmoră	3 ... 10	Bună	0,30 ... 0,71	0,18 ... 0,65	0,03 ... 0,19
Celofan	3	Mică	0,18	0,12	0,70
Email alb			0,65 ... 0,75		
Porțelan alb			0,60 ... 0,80		
Ni polisat			0,64		
Oțel polisat			0,60		
Crom			0,65		
Aluminiu			0,89 ... 0,92		
Argint			0,93 ... 0,98		
Rodiu			0,60		

Factorul de reflexie mediu este dat de expresia

$$R_m = \frac{\Phi_r}{\Phi_i} = \frac{1}{2} \left[\frac{\operatorname{tg}^2(i - i')}{\operatorname{tg}^2(i + i')} + \frac{\sin^2(i - i')}{\sin^2(i + i')} \right] = \frac{I_r}{I_i}. \quad (1.2)$$

Aceste formule arată că factorul de reflexie și deci și fluxul luminos reflectat ori transmis depind de unghiul de incidență. La incidență normală ($i = 0$) se obține:

$$R_{||} = R_{\perp} = \frac{\Phi_r}{\Phi_i} = \left(\frac{n - n'}{n + n'} \right)^2, \quad (1.3)$$

unde $n' > n$, de exemplu $n = 1$ pentru aer și $n' = 1,5$ pentru sticlă.

Pentru $i + i' = 90^\circ$ lumina polarizează. Unghiul de incidență se obține din $\operatorname{tg} i = 1/n$ (unghiul lui Brewster).

$$\text{În acest caz } R_{||} = 0 \text{ și } R_{\perp} = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 1} = \frac{\Phi_{r\perp}}{\Phi_{i\perp}}.$$

La un sistem optic care conține m suprafețe și pierderea de flux prin reflexie este V_1 fluxul luminos transmis este

$$\Phi_r = \Phi_i(1 - V_1)^m = \Phi_i R^m. \quad (1.4)$$

Fluxul luminos absorbit este $\Phi_a = (1 - V_2)^d \Phi_i$, în care d este drumul geometric prin piesă și V_2 reprezintă pierderea specifică de flux luminos pentru $d = 1$ mm ($V_2 = 0,0005$ pentru sticla Flint; $V_2 = 0,00048$ pentru sticle cron).

Fluxul luminos reflectat de o oglindă este

$$\Phi_r = (1 - V_3)^k \Phi_i, \quad (1.5)$$

unde k reprezintă numărul de suprafețe reflectante, iar V_3 — pierderea specifică ($V_3 = 0,05$ pentru Ag și $V_3 = 0,1$ pentru Al). Pierderea totală de flux luminos este

$$\Phi_v = \Phi_i(1 - V_1)^m(1 - V_2)^d(1 - V_3)^k. \quad (1.6)$$

Alte date importante se găsesc în § 4.9.

Din formula 1.3 rezultă că la suprafața aer — sticlă există o pierdere de circa 4% din fluxul luminos incident, indiferent dacă lumina intră din aer în sticlă sau invers.

Aceste pierderi prin reflexie pot fi eliminate prin interferență care ia naștere într-un strat subțire neabsorbant. Acest strat trebuie să satisfacă următoarele condiții:

- 1) indicele de refracție n_s al stratului trebuie să fie mai mic decât cel al sticlei n' , dar mai mare decât al aerului;
- 2) indicele n_s trebuie astfel ales încât intensitățile luminoase pe dioptrii aer — strat și strat — sticlă să fie egale (condiția de amplitudine);
- 3) grosimea optică $n_s d$ trebuie astfel stabilită încât între undele reflectate de dioptrii aer — strat și strat — sticlă să ia naștere o diferență de drum optic egală cu $\lambda/2$ (condiția de fază).

Deoarece undele reflectate de dioptrul strat-sticlă străbate stratul de două ori, este suficient ca drumul optic $n_s d = \lambda/4$.

Condiția de amplitudine este satisfăcută atunci când factorii de reflexie ρ_1 și ρ_2 ai celor două suprafețe (aer — strat și strat — sticlă) sînt egali. Pentru $n = 1$ se obține: $\sqrt{\rho_1} = (1 - n_s)/(1 + n_s)$; $\sqrt{\rho_2} = (n_s - n')/(n_s + n')$. Din $\sqrt{\rho_1} = \sqrt{\rho_2}$ rezultă $n_s = \sqrt{n'}$.

Pentru reflexia normală, factorul de reflexie este dat de raportul Φ_r/Φ_i :

$$\rho = \frac{\rho_1 + \rho_2 + 2\sqrt{\rho_1\rho_2}\cos 2\varphi}{1 + \rho_1\rho_2 + 2\sqrt{\rho_1\rho_2}\cos 2\varphi},$$

în care φ este diferența de fază între undele reflectate pe suprafețele anterioară și posterioară ale stratului.

Dacă $\rho_1 = \rho_2$, condiția de fază ($\rho = 0$) pentru ordinul unu este $\cos 2\varphi = 1$ și $2\varphi = \pi$.

Deoarece $\varphi = 2\pi n_s d/\lambda$, se determină grosimea optimă a stratului: $n_s d = \lambda/4$.

Se înțelege că la reflexie, pe fiecare suprafață are loc un salt de fază, dar acestea se compensează reciproc.

Așadar, pentru $n_s = \sqrt{n'}$ și $n_s d = \lambda/4$, reflexia este înlăturată în mare măsură și crește considerabil transmisia, dacă stratul subțire nu este absorbant. Pe de altă parte, trebuie reținut faptul că pierderea menționată este înlăturată numai pentru o lungime de undă. Spre exemplu, pentru $n = 1,38$ (fluorură de magneziu), condiția de amplitudine este îndeplinită pentru $n' = 1,9$.

Dacă se folosesc două straturi din două materiale se pune condiția: $n_{s2}/n_{s1} = \sqrt{n'}$.

1.3.3. Axiomele opticii geometrice

- În medii optice izotrope lumina se propagă în linie dreaptă.
- Un fascicul care se propagă într-un sens se poate propaga și în sens contrar, pe același drum.
- Fasciculele de radiații se pot intersecta fără să se influențeze unul pe altul.
- Un dioptru acționează asupra unui fascicul de radiații conform legilor reflexiei și refracției.

1.3.4. Dispersia luminii

Un fascicul de radiații cu lungimile de undă cuprinse între 340 și 770 nm constituie un fascicul luminos. Dacă acest fascicul policromatic trece printr-un dioptru are loc descompunerea în fasciculele componente, monocromatice adică are loc dispersia luminii. Sistemul optic refractă diferit radiațiile cu lungimi de undă diferite. Se constată că indicele de refracție n depinde de lungimea de undă λ . Când n crește cu micșorarea lungimii de undă, dispersia este normală; în caz contrar dispersia este anormală.

O prismă descompune un fascicul policromatic în componentele sale monocromatice sau linii spectrale care formează un spectru. Ordonarea liniilor spectrale după valoarea lungimii de undă λ și simbolizarea acestora cu literele alfabetului latin a fost făcută de E. Fraunhofer (tabelul 1.2).

Diferența indicilor de refracție pentru radiațiile extreme se numește dispersie: $\vartheta = n_H - n_C$; aceasta este diferită la diferite substanțe (fig. 1.12).

Diferența ϑ dintre indicii de refracție ai altor linii spectrale se numește dispersie specifică, iar diferența dintre cele mai luminoase linii spectrale constituie dispersia principală, sau dispersia medie $\Delta n = n_F - n_C$. Raportul $K = (n_F - n_C)/(n_d - 1)$ reprezintă puterea dispersivă.

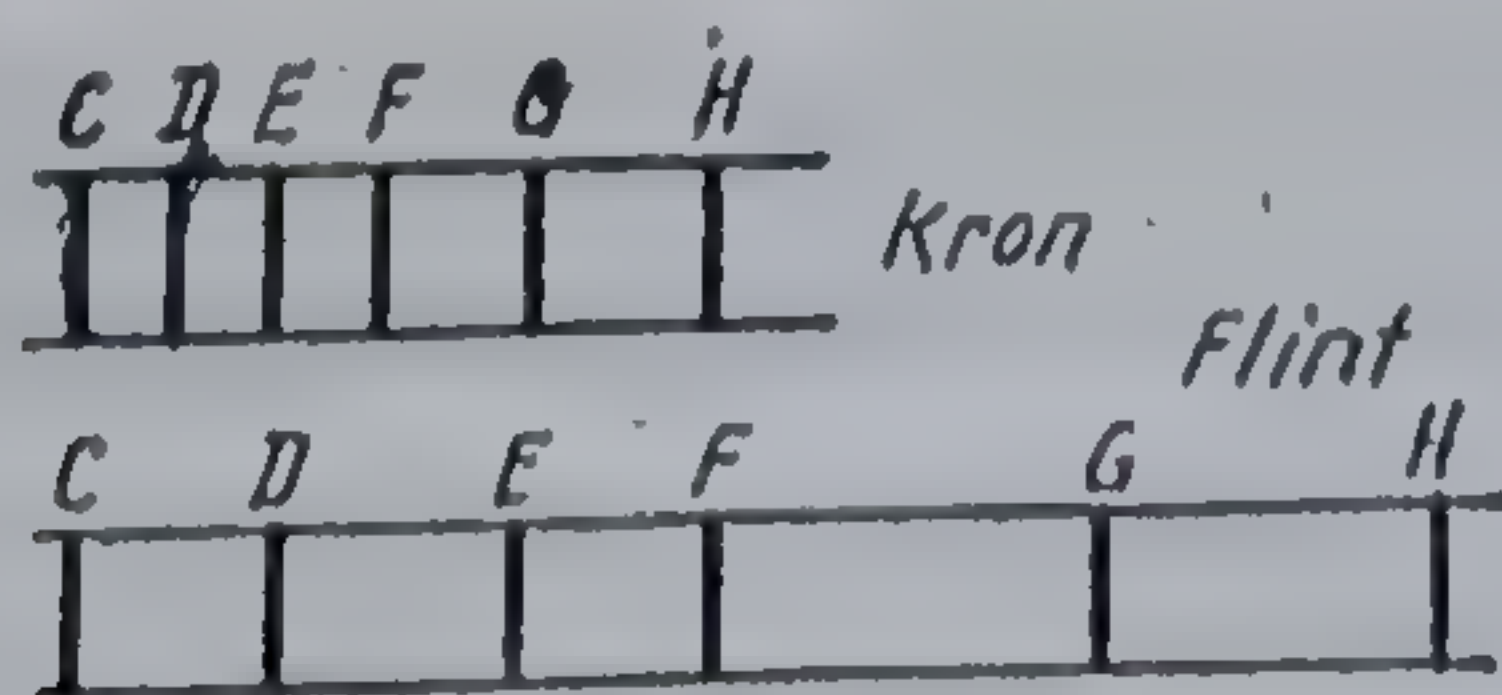


Fig. 1.12. Spectrele a două sticle:
a — Kron; b — Flint.

Tabelul 1.2. Liniile spectrale pentru care se indică caracteristicile sticlelor optice

λ nm	365,01	404,66	435,84	479,99	486,13	546,07	587,56	643,85	656,28	706,5	852,1	1013,98
n	n_t	n_h	n_g	$n_{F'}$	n_F	n_e	n_d	$n_{C'}$	n_C	n_T	n_D	n_s
Culoarea	UV	Violet	Albastru	Albastru	Albastru	Verde	Galben	Roșu	Roșu	Roșu	IR	IR
Elementul	Hg	Hg	Hg	Cd	H	Hg	He	Cd	H	He	Cs	Hg
Dispersia relativă ϑ	$\frac{n_t - n_h}{n_{F'} - n_{C'}}$	$\frac{n_h - n_g}{n_{F'} - n_{C'}}$	$\frac{n_g - n_{F'}}{n_{F'} - n_{C'}}$	$\frac{n_{F'} - n_e}{n_{F'} - n_{C'}}$	$\frac{n_g - n_F}{n_{F'} - n_{C'}}$	$\frac{n_e - n_d}{n_{F'} - n_{C'}}$	$\frac{n_e - n_d}{n_{F'} - n_{C'}}$	$\frac{n_e - n_{C'}}{n_{F'} - n_{C'}}$	$\frac{n_d - n_C}{n_{F'} - n_{C'}}$	$\frac{n_{C'} - n_T}{n_{F'} - n_{C'}}$	$\frac{n_{C'} - n_D}{n_{F'} - n_{C'}}$	$\frac{n_T - n_s}{n_{F'} - n_{C'}}$
Coeficientul de dispersie în $\vartheta = f(v_f)$	v_e	v_e	v_e	v_e	v_d	v_e	v_d	v_e	v_d	v_e	v_e	v_e
Dispersia medie dn	$dn \approx \Delta n = n_{F'} - n_{C'}$			sau		$dn \approx \Delta n = n_F - n_C$						
Coeficienții de dispersie	$v_e = (n_e - 1) / (n_{F'} - n_{C'})$;			$v_d = (n_d - 1) / (n_F - n_C)$								
Cataloage:	OTTO SCHOTT-Jena; MASPRIBORINTORG – Moscova; GLASSENPORT – Praga; SPEZIAL-GLASS G.M.B.H. – Mainz; SOVIREL – Parra-Mantois; BOURNS OPTICAL GLASS – Los Angeles; STAS 3003-67.											

1.3.5. Interferența luminii

Două unde luminoase cu amplitudinile a_1, a_2 , lungimile de undă λ_1, λ_2 și fazele δ_1, δ_2 pot interfera dacă: a) undele se află în același plan; b) diferența drumurilor optice parcurse de cele două unde este mai mică decât lungimea coerentă l_c ; c) diferența de fază $\varphi = \delta_2 - \delta_1 = 2\pi\Delta/\lambda = \text{constant}$. (1.7)

O undă luminoasă are amplitudinea complexă

$$u = ae^{ikx} = ae^{2i\pi x/\lambda}. \quad (1.8)$$

Se deosebesc două tipuri de franje de interferență și anume: franje Haidinger și franje Fizeau.

a. Franje Haidinger — franje de egală înclinare

Franjele de egală înclinare au fost observate de W. Haidinger (1849) și de E. Mascart (1871) dar au fost descrise de O. Lummer (1884), care le-a numit franje Haidinger.

Un fascicul incident pe o lamă plan-paralelă cu grosimea d , alcătuită dintr-un mediu cu indicele de refracție n , suferă reflexii și refracții diferite, cauzate de cei doi dioptri și apar diferențe de drum optic și de fază.

Cu notațiile din fig. 1.13 se poate scrie:

$$\Delta = n(\overline{AB} + \overline{BC}) - (\overline{AE} + \lambda/2) = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \lambda/2. \quad (1.9)$$

Pentru $\Delta = k\lambda$ apar maxime de interferență, iar pentru $\Delta = (2k + 1)\lambda/2$ apar minime. Tabloul de interferență ia naștere la infinit, deoarece fasciculele ce părăsesc lama sînt paralele, dar poate fi localizat în focarul imagine al unui sistem optic convergent.

Distanța unghiulară dintre două franje vecine este $i_1'^2 - i_2'^2 = \lambda/nd$, iar distanța liniară dintre două benzi de aceeași culoare ori dintre două maxime sau minime succesive este

$$\Delta_2 - \Delta_1 = (2k + 1)\lambda/2 - k\lambda = \lambda/2. \quad (1.10)$$

Numărul N de franje de interferență care iau naștere în domeniul spectral $\Delta\lambda$ este $N = \lambda/\Delta\lambda$. Pentru ca la incidență normală, interferența să poată

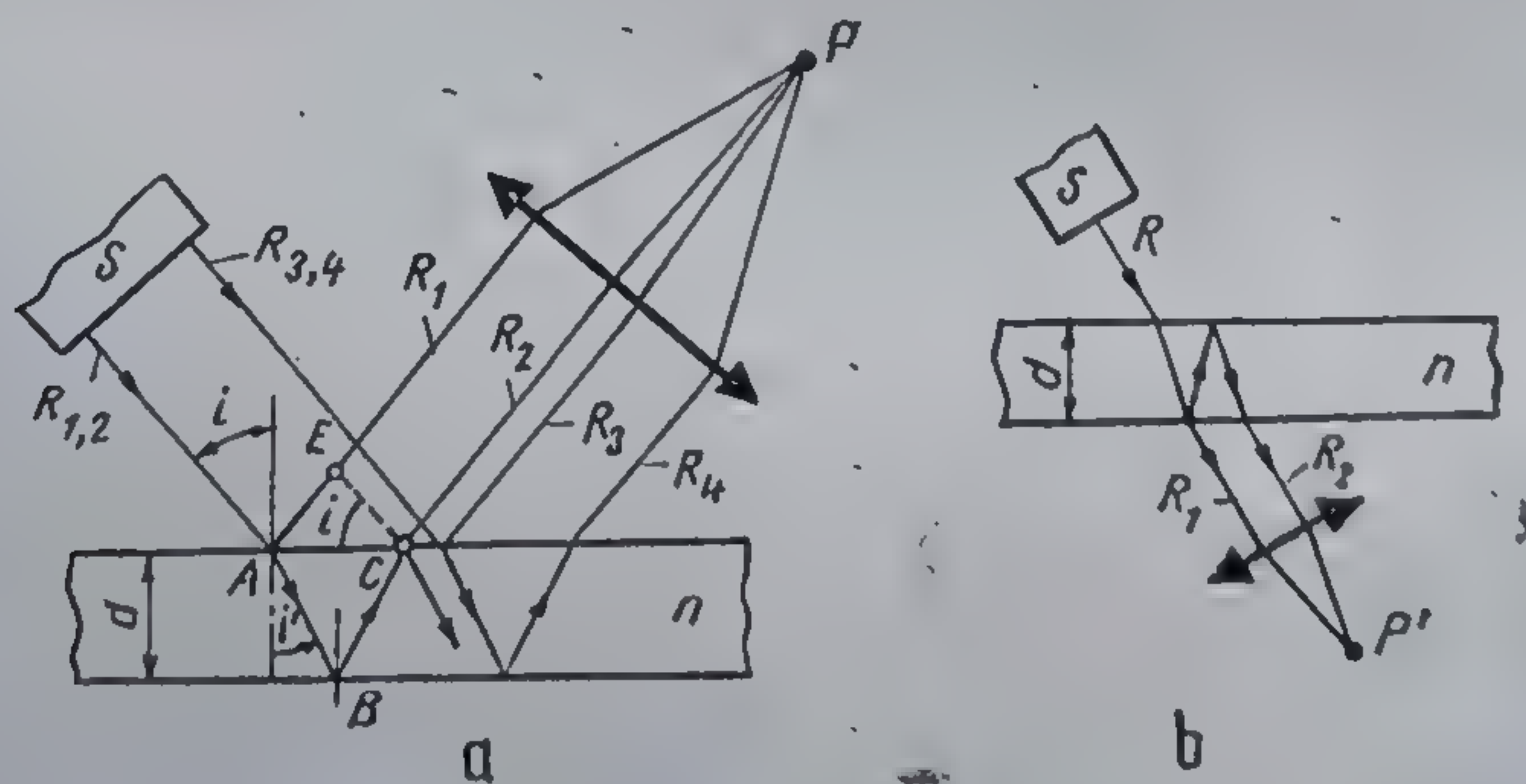


Fig. 1.13. Interferența Haidinger:
a — de egală înclinare (reală); b — virtuală.

avea loc este necesar ca lungimea dublă a drumului optic străbătut de o undă prin lamă să fie mai mică decât lungimea de coerență $l_c \leq N\lambda$, adică $2dn < N\lambda$. Pentru măsurări interferențiale trebuie ca

$$l_c > 2d. \quad (1.11)$$

Dacă lama este alcătuită din aer, limitată de două divizoare sau de o oglindă și un divizor se obțin franje nete, înguste și cu mare contrast, datorită fenomenului de reflexie multiplă (fig. 1.14).

Același fenomen ia naștere și în cazul în care una din cele două oglinzi este înlocuită cu imaginea unei oglinzi (v. comparatorul interferențial Kösters).

b. Interferența Fizeau — interferență de egală grosime

Fie o suprafață reflectantă S pe care se așază o lamă plan-paralelă din sticlă L astfel încât între acestea să ia naștere o pană cu unghiul α . Într-un punct oarecare A , grosimea penei este d (fig. 1.15, a)

Undele reflectate pe cele două suprafețe care definesc pana interferează la distanță finită și pot fi observate cu ochiul liber. În ipoteza că grosimea lamei este nulă, diferența de drum optic dintre cele două raze este $\Delta = 2d \cos(i - \alpha)$. Apar maxime, adică benzi Fizeau, paralele cu muchia penei M , pentru $\Delta = k\lambda$ și deci pentru $d = k\lambda/2 \cos(i - \alpha)$.

La incidența normală, unei interfranje îi corespunde o diferență de grosime $d = \lambda/2$. Dacă lama se rotește în jurul unei axe perpendiculare pe oglindă și trece prin M , benzile se rotesc și ele. Când suprafața inferioară a lamei este sferică, franjele sînt circulare și concentrice în M . Deoarece la reflexia undei pe suprafața lamei are loc un salt de fază egal cu π , centrul tabloului de interferență este întunecat. Așadar, o pană poate lua naștere și între tangentele a două suprafețe curbe.

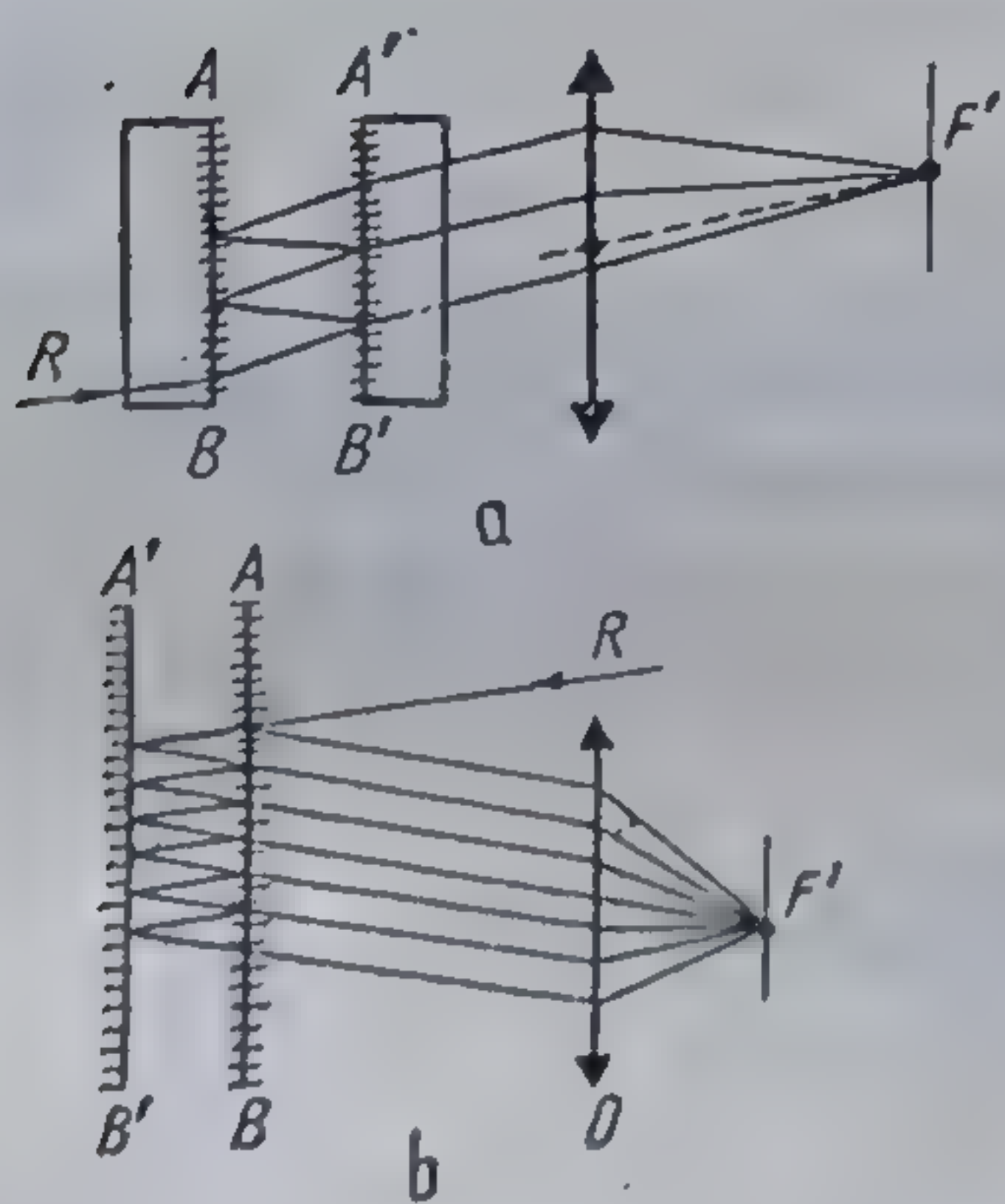


Fig. 1.14. Interferența multiplă.

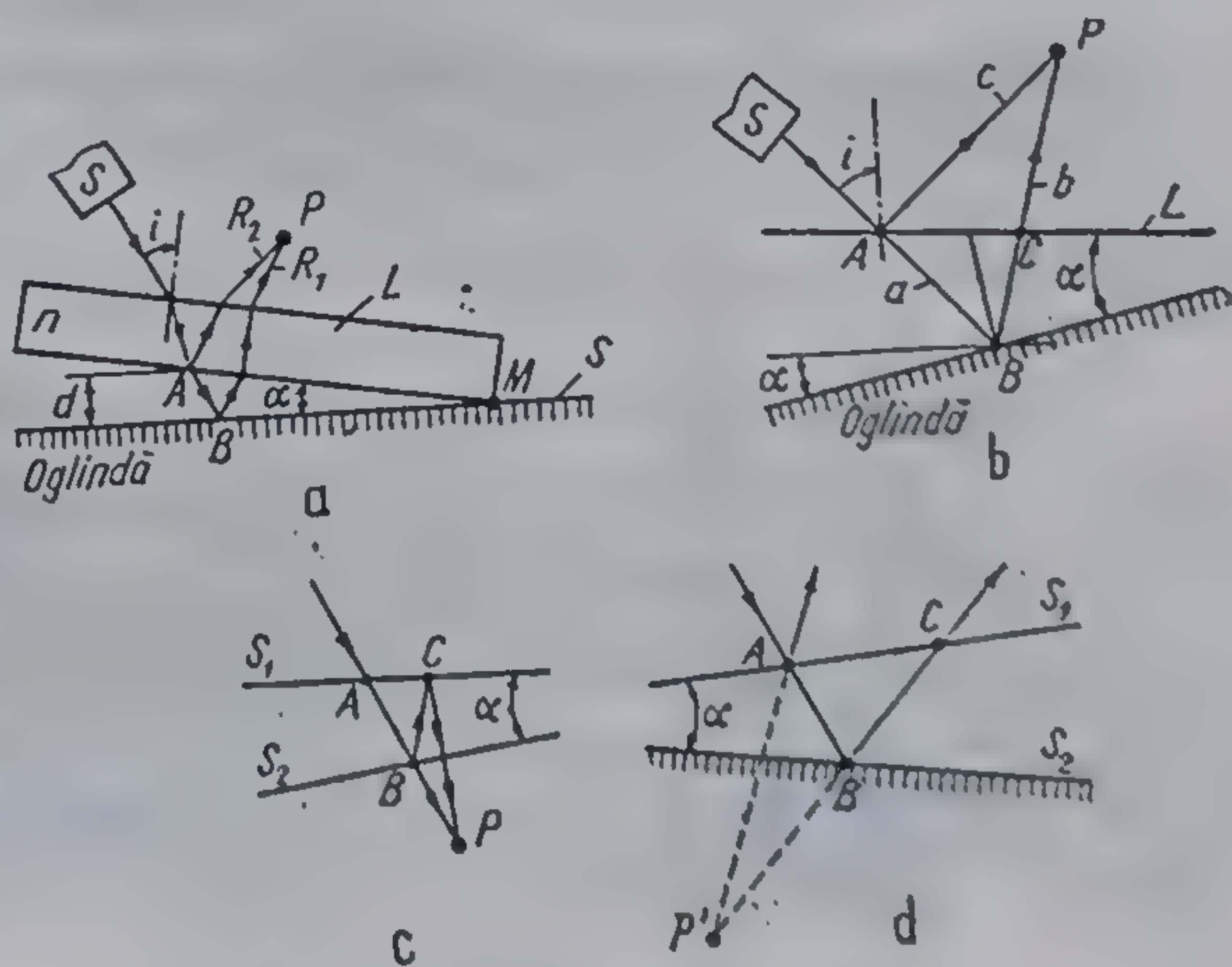


Fig. 1.15. Interferența Fizeau:
a, b, c — de egală grosime (reală); d — virtuală.

Dacă suprafața oglinzii S nu este perfect plană, ci prezintă deformății, benzile de interferență se văd deformate. În acest fel pot fi determinate abaterile de formă, rugozitatea suprafețelor și abaterile razelor de curbură ale suprafețelor optic polisate (v. cap. 9).

Faptul că pana poate avea loc și între imaginile oglinzilor prezintă o importanță cardinală pentru metrologie (v. interferometrele și comparatoarele interferențiale). Interferența poate fi reală și în lumină transmisă (fig. 1.15, c) precum și virtuală (fig. 1.15, d).

1.3.6. Difrakția luminii

La trecerea luminii pe lângă un obstacol (fir, muchie, fantă, orificiu) are loc o deviație a undelor de la direcția inițială, adică apare fenomenul de difracție. Când fanta sau orificiul se îngustează muchiile nu mai pot fi observate clar pe un ecran situat după elementul obstacol; în locul umbrelor apar tablouri de interferență care iau naștere prin interferența undelor de aceeași fază ce izvorăsc din sursele secundare, adică din muchiile fantei care, conform principiului lui Huygens — Fresnel, devin surse secundare de emisie și pot interfera. După cum fasciculul incident pe elementul obstacol menționat este divergent sau paralel, se deosebesc difracția Fresnel și respectiv difracția Fraunhofer.

Difrakția Fraunhofer la o fantă (fig. 1.16). La difracția Fraunhofer se obțin distribuțiile amplitudinii și intensității în dependență de unghiul de difracție α :

$$I_{\alpha} = d^2 \sin^2 \left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \alpha \right) / \left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \alpha \right)^2. \quad (1.12)$$

Intensitățile au valori maxime pentru $k = 0, 1, 2, \dots$, din

$$\sin \alpha_k = (2k + 1) \lambda / 2d. \quad (1.13)$$

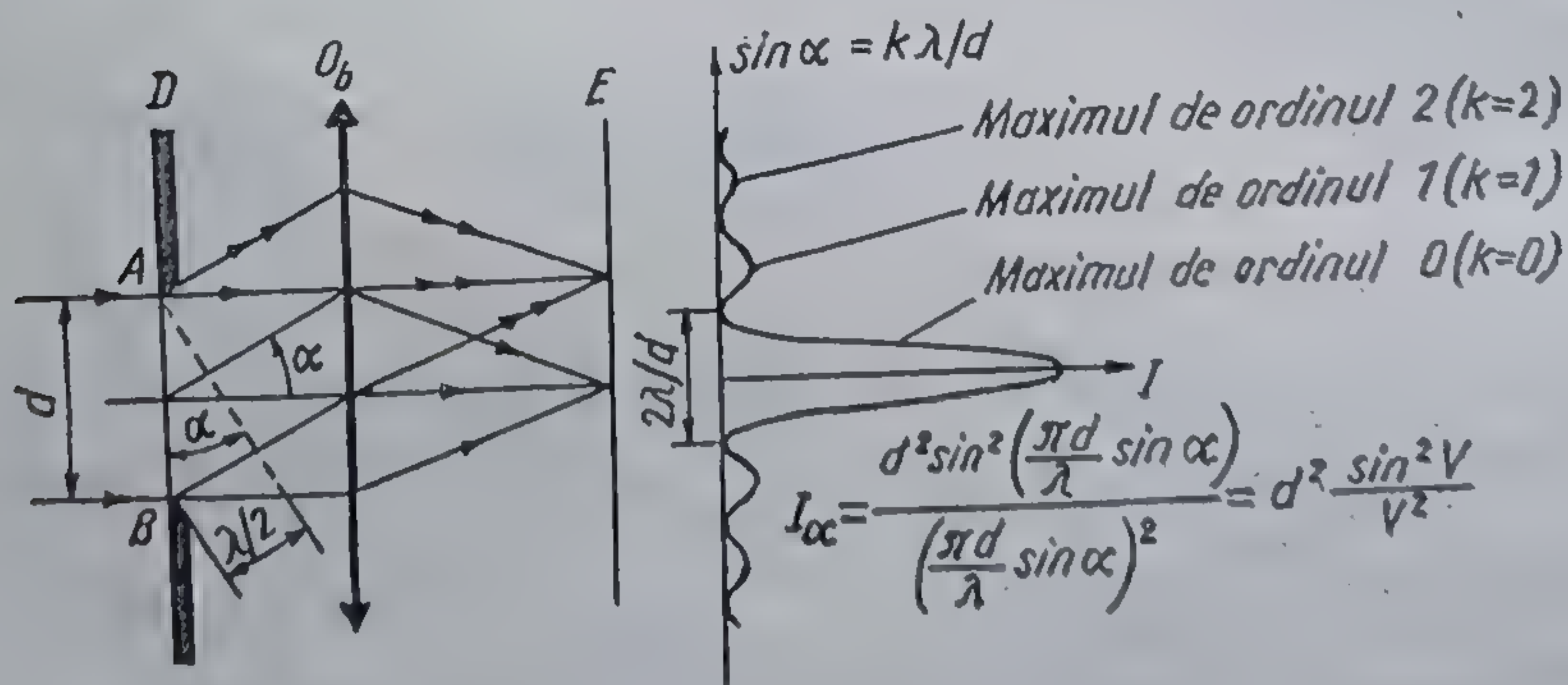


Fig. 1.16. Difrakția Fraunhofer la o fantă.

Distanța dintre două minime consecutive este λ/d , iar lățimea maximului central este $2\lambda/d$ (fig. 1.17).

Dacă există două fante situate la distanța s (constanta rețelei) apar minime la distanța $\lambda/s < \lambda/d$. În maximul central cu lățimea $2\lambda/d$ se află un număr $(2\lambda/d)/(\lambda/s) = 2s/d$ de minime.

Prin mărirea numărului de fante maximul principal devine deosebit de intens și foarte îngust.

La fascicule incidente paralele și înclinate cu unghiul α_0 pe o rețea plană, care funcționează prin transmisie și are constanta s (fig. 1.18, a), iau naștere maxime de interferență în planul focal imagine al unui sistem optic convergent S

atunci când diferența drumurilor optice $\Delta_1 = s \sin \alpha$ și $\Delta_2 = s \sin \alpha_0$ este un multiplu de λ , adică când cele două vibrații sînt de fază:

$$\Delta = \Delta_1 - \Delta_2 = s(\sin \alpha - \sin \alpha_0) = \pm k\lambda, \quad (1.14, a)$$

sau $s(\sin i' - \sin i) = \pm k\lambda. \quad (1.14, b)$

în care $\lambda_0 = i$ este unghiul de incidență și $\alpha = i'$ — unghiul de difracție. Notînd cu $N = 1/s$ numărul de pași pe unitatea de lungime, se poate scrie: $\sin i' = \sin i \pm kN\lambda$; $\sin \alpha = \sin \alpha_0 \pm kN\lambda$.

Maximele corespunzătoare acestor direcții sînt maxime principale. Pentru $k = 0$ se obține banda de ordin zero în F'_0 (fig. 1.18, b) și $\sin \alpha = \sin \alpha_0$; $\sin i' = \sin i$.

La incidență normală $i' = i = 0$ rezultă maximul central corespunzător imaginii geometrice a sursei.

Valoarea maximă a ordinului de difracție k este dată de condiția

$$\sin i' - \sin i \leq 2. \quad (1.15)$$

Din (1.14) și (1.15) se obține $2s \geq k\lambda$ de unde

$$k_{max} \leq 2s/\lambda. \quad (1.16)$$

Pentru ca o rețea să dea numai spectrul de ordinul 1, trebuie ca $s > \lambda/2$.

Exemplu: $\lambda = 500 \text{ nm}$; $s = 250 \text{ nm} = 0,25 \mu\text{m}$, adică rețeaua trebuie să aibă un număr de pași

$$N = \frac{1 \text{ mm}}{0,25 \mu\text{m}} = \frac{1000 \mu\text{m}}{0,25 \mu\text{m}} = \frac{100000}{25} = 4000.$$

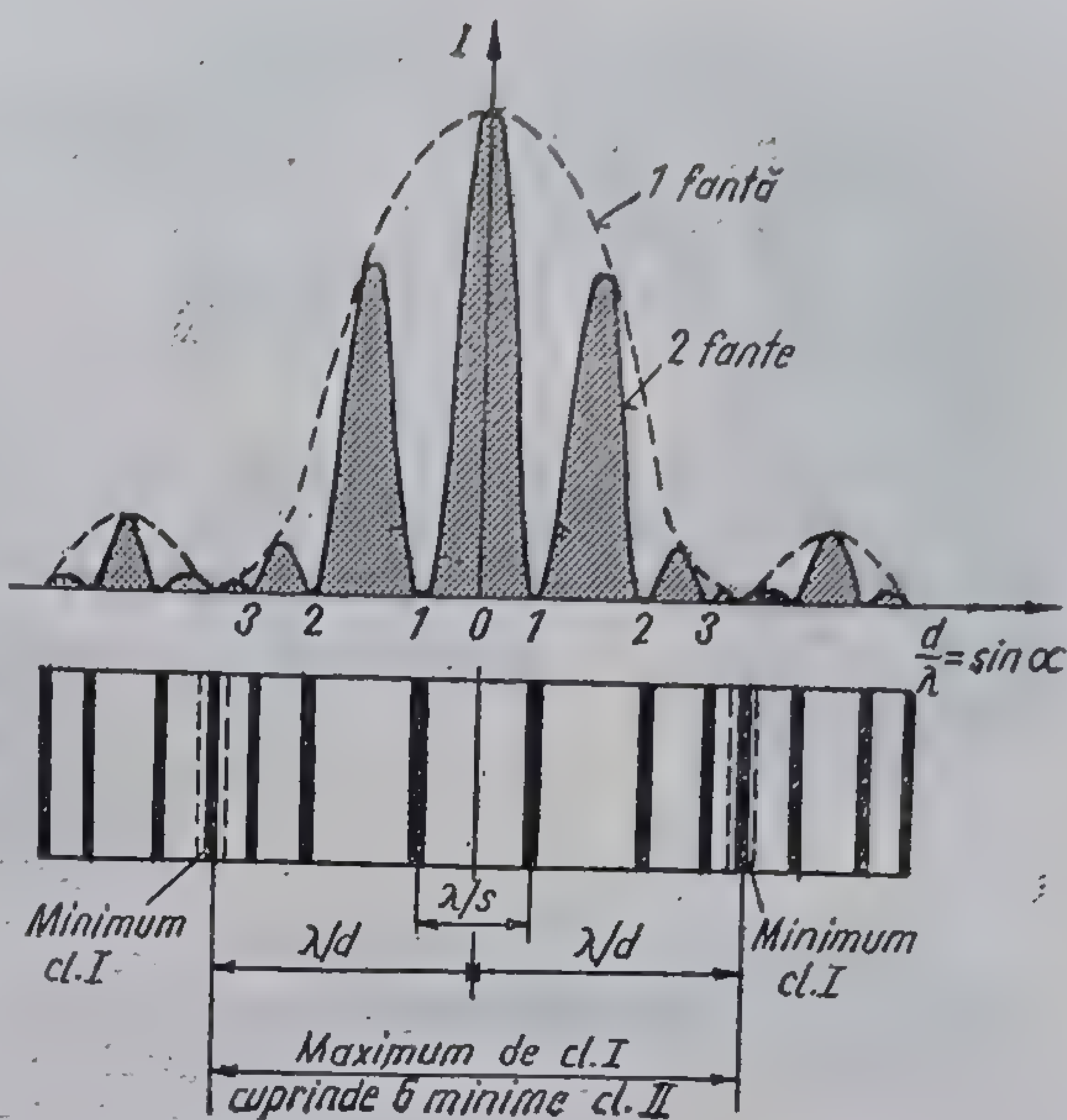


Fig. 1.17.

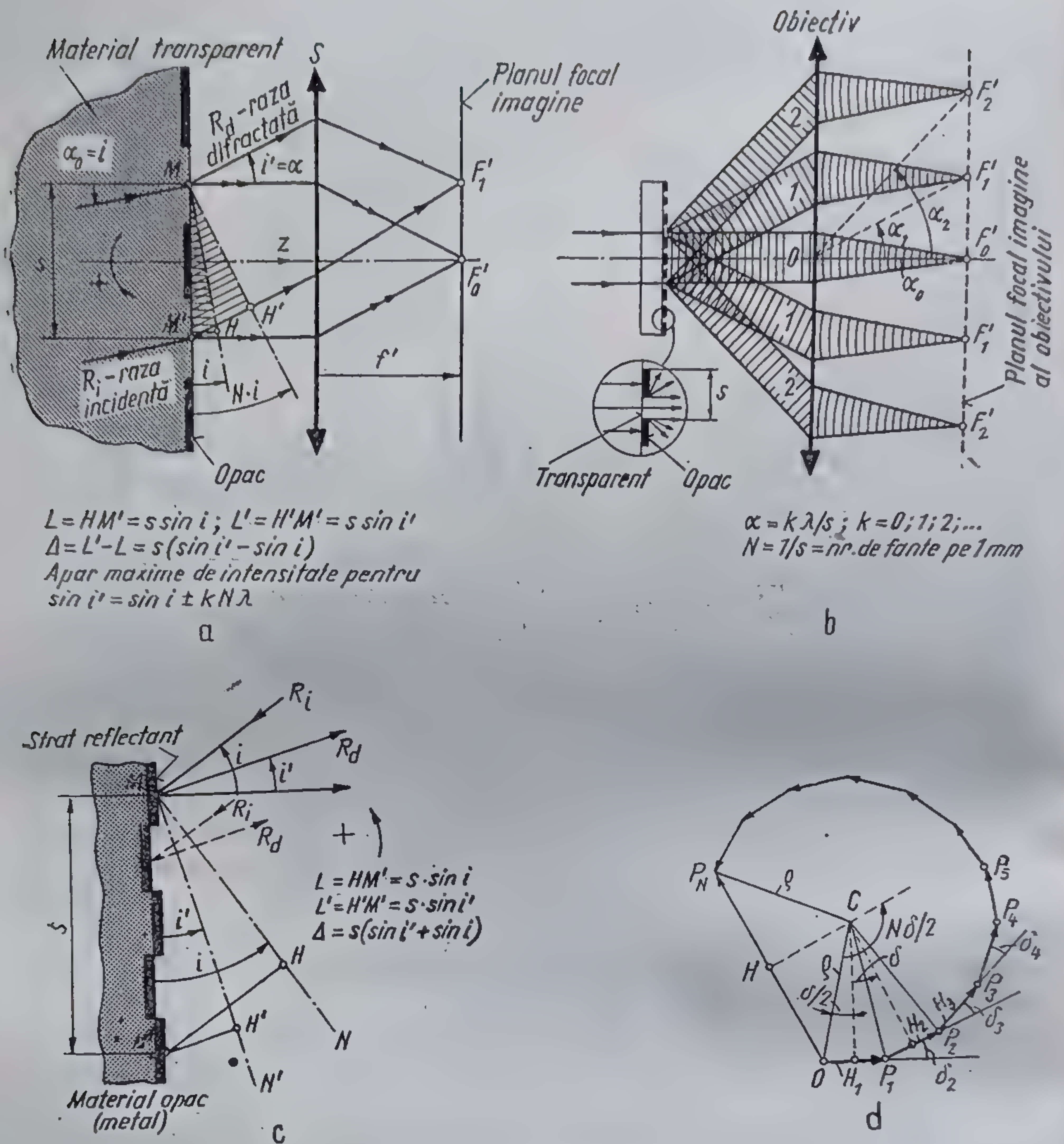


Fig. 1.18. Rețele plane:

a — de transmisie; b — amplitudine prin transmisie; c — de reflexie; d — rezultanta undelor difractate de rețeaua prin transmisie.

Pentru lungimi de undă mari sînt necesare rețele cu un număr mic de linii/mm. Dacă N este mare, unghiul i' crește și numărul maximelor principale scade.

Rezoluția rețelei este $R = \lambda/\Delta\lambda = kN$. (1.17)

Pentru mărirea rezoluției trebuie mărit ordinul spectrului.

Dispersia unghiulară a rețelei plane este

$$D_\alpha = \frac{d\alpha}{d\lambda} = \frac{k}{s \cos \alpha} = \frac{\sin \alpha - \sin \alpha_0}{\lambda \cos \alpha} \quad (1.18)$$

La incidență normală $\alpha_0 = 0$ și $D_\alpha = \operatorname{tg} \alpha / \lambda$. (1.19)

Pentru rețeaua plană care funcționează prin reflexie (fig. 1.18, c), diferența de drum optic dintre razele difractate în punctele M și M' este

$$\Delta = s(\sin i' + \sin i) = k\lambda. \quad (1.20)$$

Rezultă $\sin \alpha_0 = -\sin \alpha$ sau $i' = -i$ și

$$D_\alpha = 2 \operatorname{tg} \alpha / \lambda = 2 \operatorname{tg} i' / \lambda. \quad (1.20')$$

Din formula (1.14) rezultă că spectrele de difracție se suprapun pentru diferite ordine și lungimi de undă. Astfel, spectrul de ordinul $k = 1$ cu lungimea de undă λ se suprapune cu $k = 2$ și $\lambda/2$, $k = 3$ și $\lambda/3$ etc.

Spectrele vecine care nu se suprapun sînt difractate sub același unghi α și situate la distanța

$$k\lambda = (k + 1)(\lambda - \Delta\lambda), \quad (1.21)$$

$$\text{și} \quad \Delta\lambda = \lambda / (k + 1). \quad (1.22)$$

Formarea spectrelor de difracție Fraunhofer la rețele. Dacă fasciculul incident pe rețea este policromatic, în planul focal imagine al sistemului S din fig. 1.18, a ia naștere o serie de imagini ale fantei, corespunzătoare diferitelor unghiuri de difracție $\sin i' - \sin i = +kN\lambda$ (fig. 1.18, b).

Pentru $k = 0$, acestea se suprapun ($i' = i$) și se formează o imagine centrală albă în F'_0 ; de-o parte și de alta a acesteia se juxtapun imaginile de difracție ale fantelor formate de diferite radiații pentru $k = 1$, $k = 2$ etc. Un astfel de spectru este un spectru pur.

La incidență normală ($i = 0$) spectrele sînt simetrice față de imaginea centrală. Pentru unghiuri de difracție i' mici, distanța dintre imaginile de ordinul k al razei λ de la imaginea centrală este $d = f'i' = kNf'\lambda$.

În fiecare spectru violetul este mai puțin deviat decît roșul. Pentru radiațiile λ și λ' există raportul $\lambda'/\lambda = d'/d$ și deci spectrul este normal.

Spectrul este cu atît mai larg cu cît N este mai mare. De exemplu, pentru $N = 500$ linii/mm, $i = 0$ și $k = 2$, unghiul $i' = 23,5^\circ \dots 48,5^\circ$, pentru $\lambda = 0,4 \dots 0,75 \mu\text{m}$. Așadar, spectrul vizibil ocupă un spațiu unghiular de 25° , în timp ce dispersia unghiulară a unei prisme cu $A = 60^\circ$ este numai de 6° . Pe de altă parte, prisma formează un spectru mai larg în violet și mai îngust în roșu, pe cînd spectrul dat de rețea este mai uniform.

Între vibrațiile difractate de două fante succesive există o diferență de fază $\delta = 2\pi\Delta/\lambda = 2\pi s(\sin i' - \sin i)/\lambda = \mu s$.

Dacă se admite că amplitudinea unei vibrații difractate de o fantă este $A = 1$, atunci, conform principiului lui Fresnel, acțiunea tuturor fantelor se obține prin însumarea vectorială a amplitudinilor undelor difractate de fiecare fantă și defazate cu δ (fig. 1.18, c). Rezultatul este o linie poligonală

(regulată) înscrisă în cercul cu centrul în C și raza $\rho = \overline{CP}_1 = \overline{H}_1\overline{P}_1/\sin \frac{\delta}{2} = 1/2 \sin (\delta/2)$. Unghiul complet OCP_N este $N\delta$ și normala \overline{CH} a vectorului \overline{OP}_N , care reprezintă rezultanta vibrațiilor, este $N\delta/2$. Amplitudinea A a aceste vibrații este $A = \overline{OP}_N = 2\overline{OH} = 2\rho \sin \frac{N\delta}{2} = \sin \frac{N\delta}{2} / \sin \frac{\delta}{2}$.

Notînd: $\rho = \mu s$, cu $\mu = \frac{2\pi}{\lambda} (\sin i' - \sin i)$, $A_0 = N$ și $I_0 = N^2$ se obține intensitatea vibrației difractate:

$$A = A_0 \sin(N\mu s/2)/N \sin(\mu s/2); \quad I = I_0 \sin^2(N\mu s/2)/N^2 \sin^2(\mu s/2).$$

Se mai poate calcula algebric:

$$S = \cos \omega t + \cos(\omega t - \delta) + \dots + \cos[\omega t - (N-1)\delta],$$

sau $S = e^{i\omega t}(1 + e^{-i\delta} + \dots + e^{-(N-1)i\delta}),$

care este $S = e^{i\omega t} \left(\frac{1 - e^{-Ni\delta}}{1 - e^{-i\delta}} \right).$

Intensitatea vibrației este

$$I = \frac{(1 - e^{-Ni\delta})^2}{(1 - e^{-i\delta})^2} = \frac{1 - \cos N\delta)^2 + \sin^2 N\delta}{(1 - \cos \delta)^2 + \sin^2 \delta} = \frac{2 - 2\cos N\delta}{2 - 2\cos \delta}$$

$$I = \sin^2(N\delta/2)/\sin^2(\delta/2).$$

Unei variații $\Delta\lambda$ îi corespunde o variație a unghiului de difracție $\Delta i'$ și din formula (1.14) se obține $\cos i' \Delta i' = kN\Delta\lambda$. În planul focal al obiectivului lunetei aparatului spectral, două radiații λ și $\lambda + \Delta\lambda$ sînt situate la distanța $\Delta d = f' \Delta i' = kf'N\Delta\lambda/\cos i'$.

Cînd i' este mic, $\cos i = 1$ și difracția este normală. Așadar, pentru radiația mijlocie se poate scrie: $\sin i = Nk\lambda$ și lărgimea fasciculului difractat este $l \cos i'$; deschiderea relativă este $l \cos i'/f'$. Pentru $f' = 2 \text{ m}$ și $N = 500$ linii/mm, la $\cos i' = 1$, distanța $\Delta d = 0,5 \text{ mm}$ pentru o variație $\Delta\lambda = 10^{-7} \text{ mm}$ ($=1 \text{ Angström}$).

Două radiații de lungime de undă λ și $\lambda + \Delta\lambda$ mai pot fi observate distinct atunci cînd maximul principal al uneia coincide cu primul minim al celeilalte. Pentru un număr de difracție k diferența de drum optic este

$$\Delta = nk\lambda + nk\Delta\lambda = nk\lambda + \lambda,$$

unde $\lambda/\Delta\lambda = nk.$

Exemplu: $n = 5000$ fante; $N = 500$ linii/mm; $l = 10 \text{ cm}$ și $k = 2$ se obține $\lambda/\Delta\lambda = 100000$ și $\Delta\lambda = 1/20$ dintr-un Angström.

Pentru unghiuri de incidență și de difracție date, rezoluția depinde numai de lungimea rețelei:

$$\lambda/\Delta\lambda = l(\sin i' - \sin i)/\lambda.$$

Rezoluții mari se obțin prin autocolimație cu sistemul Littrow (v. § 6.11).

Difracția Fraunhofer la deschideri circulare. Fenomenul de difracție la deschideri circulare este schematizat în fig. 1.19. Se observă că imaginea unui punct este o figură de difracție care are axa optică ca axă de simetrie. Zona centrală conține 83,8% din energia luminoasă.

Minimele apar pentru unghiurile de difracție

$$\sin \alpha_{d1} = 1,22 \lambda/d; \sin \alpha_{d2} = 2,23 \lambda/d; \sin \alpha_{d3} = 3,24 \lambda/d; \dots \quad (1.23)$$

în care d este diametrul diafragmei de deschidere (de apertură).

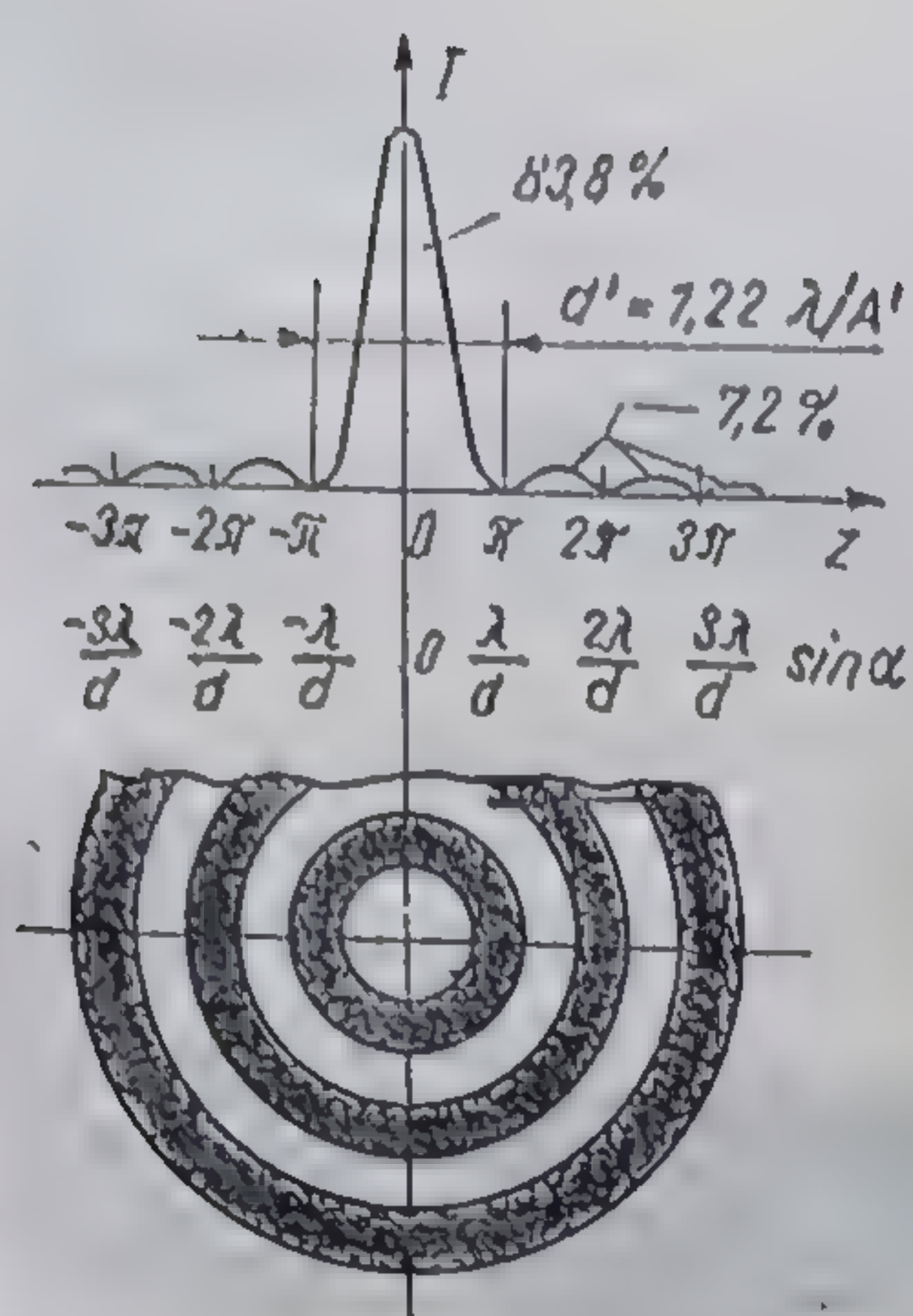


Fig. 1.19. Difrakția la o fântă circulară. Discul lui Airy.

Maximele secundare apar la unghiurile de difracție

$$\sin \alpha_{a1} = 1,63 \lambda/d; \sin \alpha_{a2} = 2,67 \lambda/d; \sin \alpha_{a3} = 3,69 \lambda/d \dots \quad (1.24)$$

Două puncte luminoase (fig. 1.20) mai pot fi percepute distinct, adică mai pot fi rezolvate, atunci când distanța dintre ele este $\rho = 0,61 \lambda/A = 0,61 \lambda/n_0 \sin \sigma_0$ sau când rezoluția

$$R = 1/\rho = A/0,61 \lambda = n_0 \sin \sigma_0/0,61 \lambda. \quad (1.25)$$

Aceasta înseamnă că petele centrale de difracție (discurile lui AIRY), care reprezintă imaginile celor două puncte, au centrele situate la distanța $\rho' = 1,22 s' \lambda/d$.

Dacă diametrul diafragmei este $d = 1$ cm și $\lambda = 0,5 \mu\text{m}$, unghiul de difracție $\alpha_{a1} = 12''$. În planul focal imagine al unui obiectiv (de lunetă), raza primului inel întunecat este $\rho' = 0,06$ mm.

Când $\lambda = 0,55 \cdot 10^{-4}$ cm și $d = P_t$, rezultă $\alpha_{a1} = 1,22 \cdot 0,55 \cdot 10^{-4}/P_{tob} = 13,4''/P_t$. Acuitatea vizuală a ochiului normal fiind de $1'$, pentru o lunetă trebuie să existe relația $\alpha \Gamma_L > 1'$, altfel cele două puncte nu pot fi percepute separat. În acest caz

$$\frac{f'_{ob}}{f'_{oo}} \cdot \frac{13,4''}{P_{tob}} > 60'' \quad \text{și} \quad f'_{oo} < \frac{1}{4,5} \cdot \frac{f'_{ob}}{P_t} = \frac{N}{4,5} \quad (1.26)$$

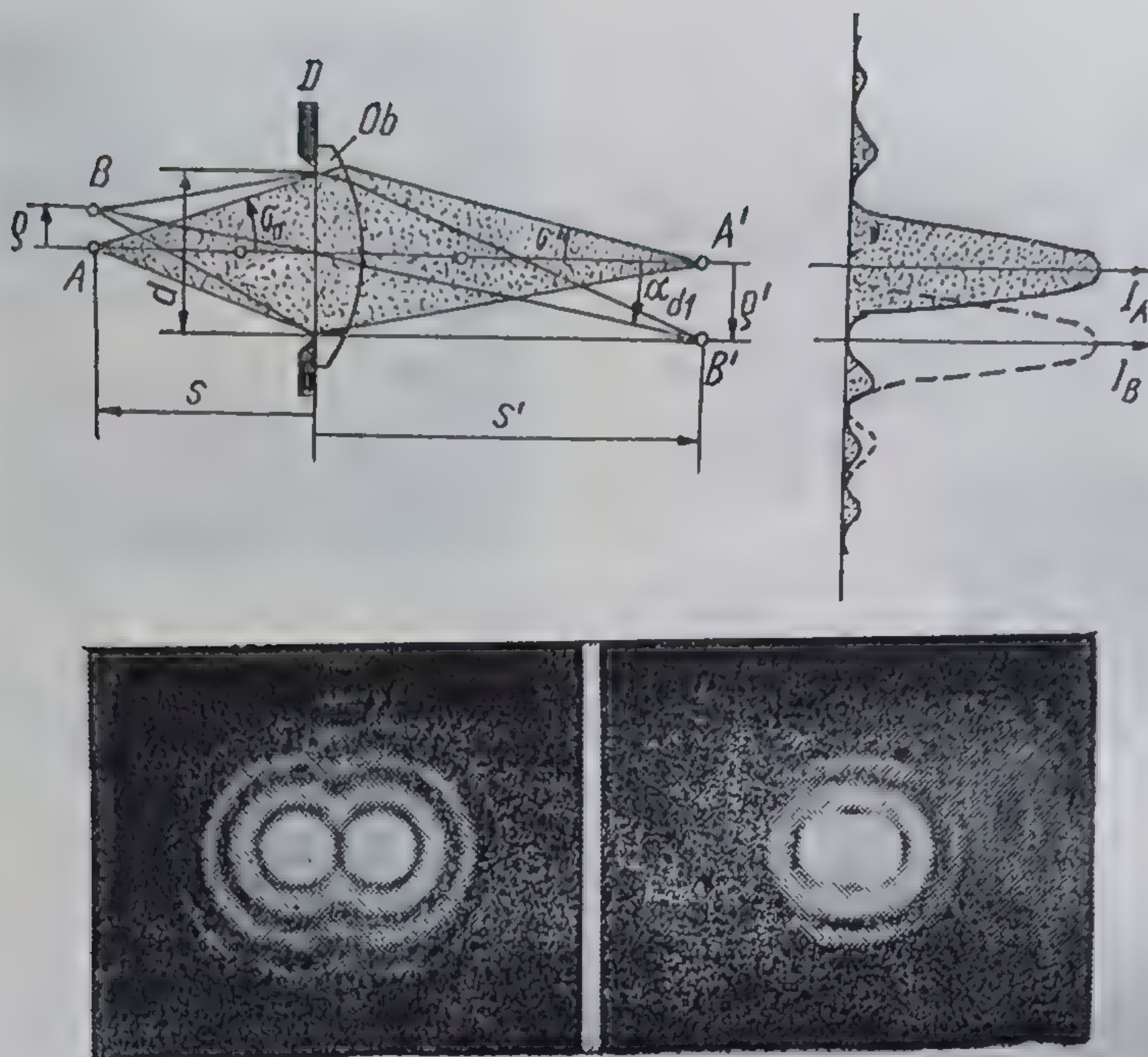


Fig. 1.20. Rezolvarea a două puncte A și B după criteriul lui Reyleigh:

a — schema pentru calculul rezoluției; b — distribuțiile intensităților în punctele A și B ; c — imaginile punctelor A și B la limita de separare.

1.4. Reprezentarea optică ideală

1.4.1. Relațiile de corespondență punctuală (homografică)

Reprezentarea optică ideală constituie un proces în care imaginea unui obiect este formată de un sistem optic fără nici un fel de eroare, adică imaginea este lipsită de aberații.

Un sistem optic capabil de o reprezentare ideală trebuie să satisfacă mai multe condiții. Cea mai importantă dintre acestea este *condiția de stigmatism* conform căreia între punctele conjugate obiect $P(z, y, x)$ și imagine $P'(z', y', x')$ există următoarele relații de corespondență:

$$\begin{array}{ll}
 P'(z', y', x'), & P(x, y, z) \\
 z' = \frac{a_1 z + b_1 y + c_1 x + d_1}{az + by + cx + d}; & z = \frac{A_1 z' + B_1 y' + C_1 x' + D_1}{Az' + By' + Cx' + D}; \\
 y' = \frac{a_2 z + b_2 y + c_2 x + d_2}{az + by + cx + d}; & y = \frac{A_2 z' + B_2 y' + C_2 x' + D_2}{Az' + By' + Cx' + D}; \\
 x' = \frac{a_3 z + b_3 y + c_3 x + d_3}{az + by + cz + d}; & x = \frac{A_3 z' + B_3 y' + C_3 x' + D_3}{Az' + By' + Cx' + D}. \quad (1.27)
 \end{array}$$

Ecuațiile $az + by + cx + d = 0$ și $Az' + By' + Cx' + D = 0$ reprezintă planele focale imagine și respectiv obiect ale sistemului optic. Planele conjugate acestora se află la infinit. Intersecțiile planelor focale obiect și imagine cu axa optică constituie focarele obiect \bar{F} și respectiv imagine F' .

Ecuațiile de corespondență pot fi simplificate punându-se diferite condiții: v. tabelul 1.3.

Tabelul 1.3. Transformarea ecuațiilor de corespondență homografică

Condiția	Relațiile de corespondență
1) Sistem de revoluție $x = y = 0 \rightarrow x' = y' = 0$	$a_2 = a_3 = 0; \quad d_2 = d_3 = 0$ $z' = \frac{a_1 z + b_1 y + c_1 x + d_1}{az + by + cx + d}; \quad y' = \frac{b_2 y + c_2 x}{az + by + cx + d};$ $x' = \frac{b_3 y + c_3 x}{az + by + cx + d}$
2) Planitate $z = k \rightarrow z' = k'$	$b_1 = c_1 = 0; \quad b = c = 0;$ $z' = \frac{a_1 z + d_1}{az + d}; \quad y' = \frac{b_2 y + c_2 x}{az + d}; \quad x' = \frac{b_3 y + c_3 x}{az + d}$
3) Ortoscopie $y'/x' = y/x$	$c_2 = b_3 = 0; \quad b_2 = c_3 = k;$ $z' = \frac{a_1 z + d_1}{az + d}; \quad y' = \frac{ky}{az + d}; \quad x' = \frac{kx}{az + d}$
4) Originile sistemelor de coordonate în puncte conjugate $z = 0 \rightarrow z' = 0$	$d_1 = 0$ $z' = \frac{a_1 z}{az + d}; \quad y' = \frac{ky}{az + d}; \quad x' = \frac{kx}{az + d}$
5) Originile sistemelor de coordonate în punctele principale $y'/y = 1; \quad x'/x = 1$	$z = 0; \quad d = k;$ $z' = \frac{a_1 z}{az + d}; \quad y' = \frac{dy}{az + d}; \quad x' = \frac{dx}{az + d}$
6) Originile sistemelor de coordonate în focare $z = 0 \rightarrow z' = -\infty$ $z = -\infty \rightarrow z' = 0$	$a_1 = 0; \quad d = 0;$ $x' = d_1/az; \quad y' = ky/az; \quad x' = kx/az$
7) Transformarea (ec. 4) $a_1/a = -f'$ $d/a = +\bar{f}$	$\bar{f} = -z;$ $zx' + z'\bar{f} + f'z = 0.$ Divizând prin zx' rezultă: $\frac{f'}{z'} + \frac{\bar{f}}{z} + 1 = 0$

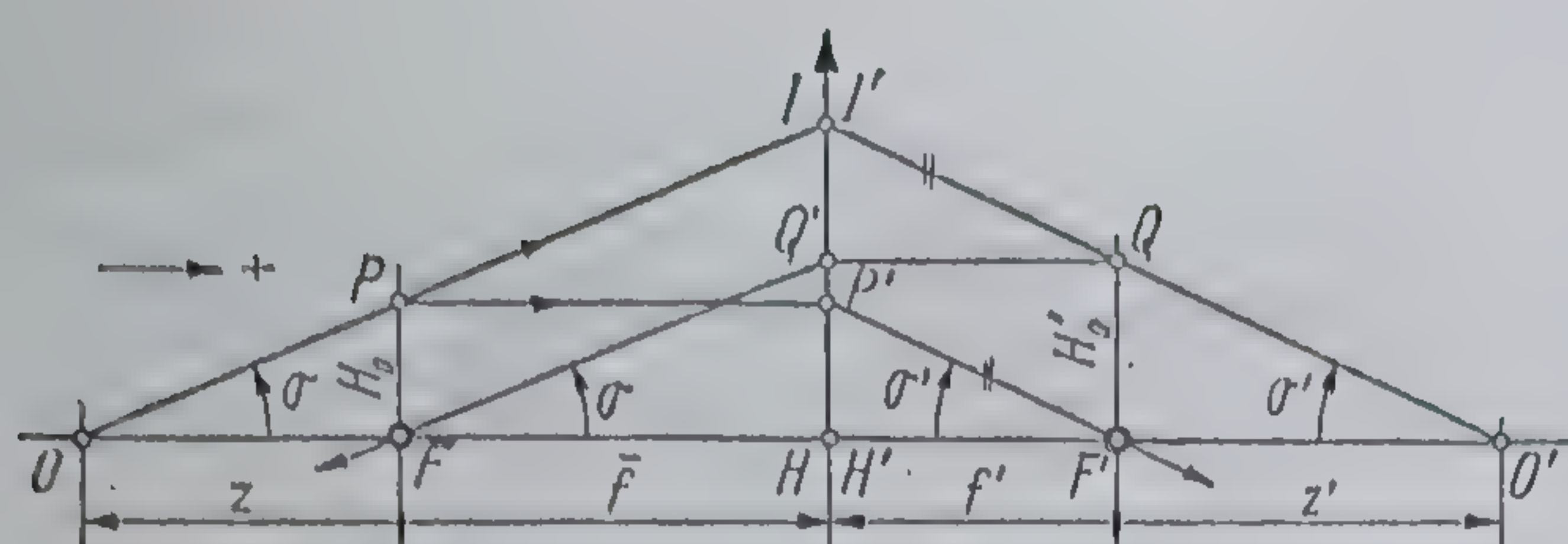


Fig. 1.21. Orientarea razelor conjugate.

1.4.2. Orientarea razelor conjugate

Unghiurile σ și σ' pe care le formează razele conjugate \overline{OI} și $I'O'$ cu axa optică (fig. 1.21) sînt date de relațiile:

$$\operatorname{tg} \sigma = H_0/\bar{f} = H_0/z, \quad \operatorname{tg} \sigma' = H_0/f' = H'_0/z', \quad (1.28)$$

$$\text{în care } \bar{f} = H_0/\operatorname{tg} \sigma \text{ și } f' = H_0/\operatorname{tg} \sigma' \quad (1.29)$$

reprezintă distanțele focale paraxiale, iar egalitatea

$$zz' = \bar{f}f' \quad (1.30)$$

reprezintă ecuația (lui Newton) de conjugare în coordonate focale.

1.4.3. Mărimi optice

Fie dx, dy, dz și dx', dy', dz' proiecțiile pe axele unui triedru, cu axa Oz ca axă optică, a elementelor liniare conjugate ds și ds' . Cu aceste componente pot fi definite următoarele rapoarte adimensionale care constituie caracteristici deosebit de importante ale sistemelor optice:

$$\text{— mărirea axială } \alpha = dz'/dz = -\bar{f}f'/z^2 = -z'^2/\bar{f}f'; \quad (1.31, a)$$

$$\text{— mărirea transversală } \beta' = dy'/dy = y'/y = \bar{f}/z = z'/f'; \quad (1.31, b)$$

$$\text{— mărirea unghiulară } \gamma = \operatorname{tg} \sigma'/\operatorname{tg} \sigma = -z/f' = -\bar{f}/z'. \quad (1.31, c)$$

Între mărimi există relațiile:

$$\begin{aligned} \beta'\gamma &= -\bar{f}/f' = y' \operatorname{tg} \sigma'/y \operatorname{tg} \sigma; \\ \alpha/\beta'^2 &= -f'/\bar{f} = +n'/n; \\ \alpha\gamma/\beta' &= 1; \quad n' = n \rightarrow \alpha = \beta'^2. \end{aligned} \quad (1.32)$$

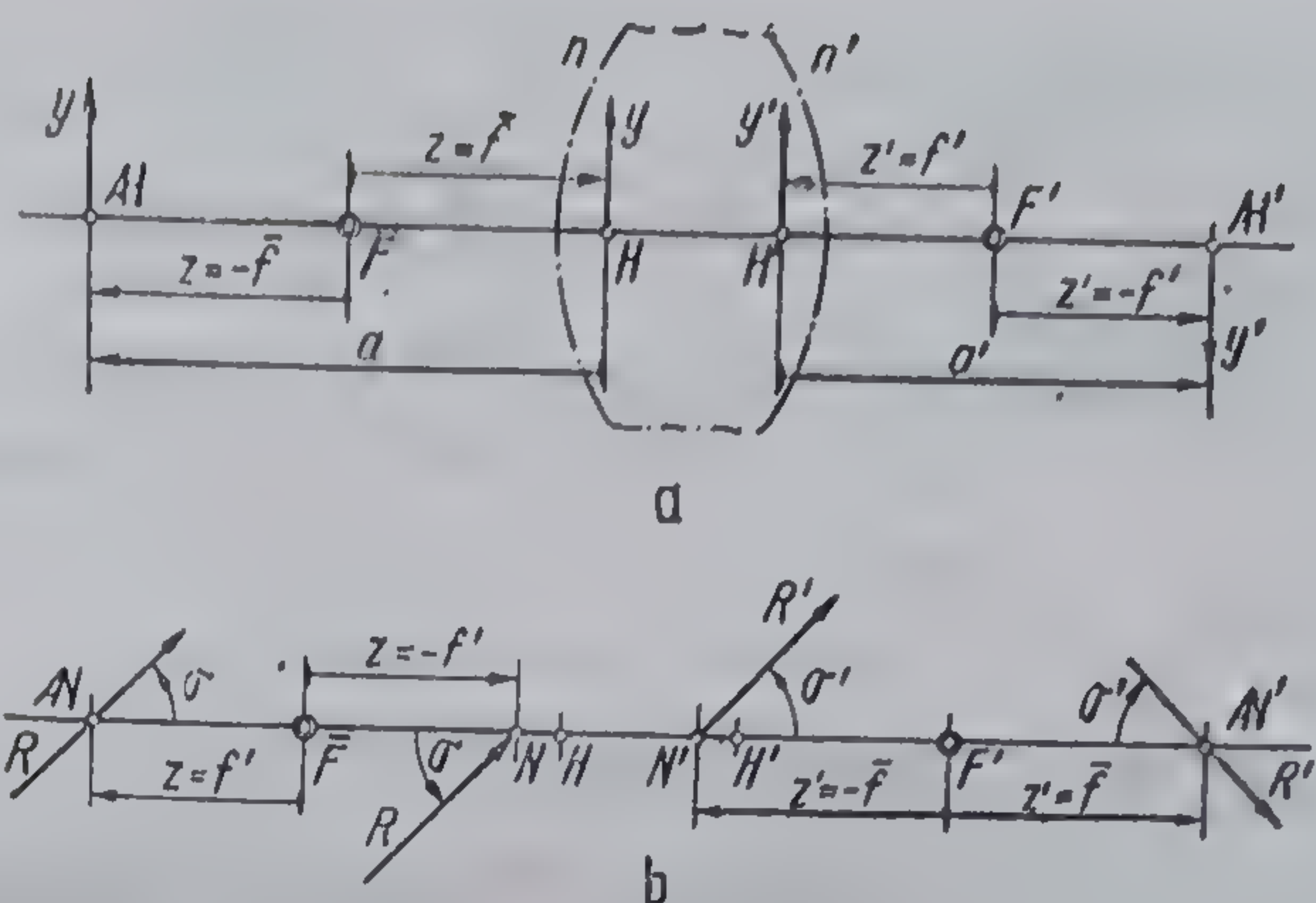
$$n'y' \operatorname{tg} \sigma' = ny \operatorname{tg} \sigma = \text{const. invariantul Lagrange-Helmholtz.} \quad (1.33)$$

1.4.4. Plane și puncte cardinale

Planele în care măririle optice α , β' , și γ iau valoarea ± 1 se numesc plane cardinale. Intersecția acestor plane cu axa optică Oz dau următoarele puncte cardinale (fig. 1.22).

Fig. 1.22. Puncte și plane cardinale:

a — punctele și planele principale și antiprinicipale; b — punctele și planele nodale și antinodale.



a. $\beta' = +1$. Se obțin punctele principale obiect H și imagine H' ale căror abscise măsurate de la focarele F și F' sînt: $z = f$ și $z' = f'$ (fig. 1.22, a).

b. $\beta' = -1$. Se obțin punctele antiprinicipale obiect A și imagine A' situate la distanțele $z = -f$ și $z' = -f'$. Pentru un sistem infinit subțire planele principale sînt suprapuse, iar planele antiprinicipale sînt situate la distanța $AA' = 4f'$ și imaginea $y' = -y$. Așadar, pentru acest caz, sistemul poate funcționa ca redresor de imagine cu $\beta' = -1$ (sau pentru scara 1:1).

c. $\gamma = +1$. În acest caz se obțin punctele nodale obiect N și imagine N' pentru care $\text{tg } \sigma' = \text{tg } \sigma$, $\sigma' = \sigma$, $z' = -f$ și $z = -f'$ (fig. 1.22, b).

d. $\gamma = -1$. Rezultă punctele antinodale obiect AN și imagine AN' , pentru care există relațiile $z' = f$, $z = f'$ și $\sigma' = -\sigma$.

Pentru un sistem situat în același mediu omogen $f' = -f$ și punctele nodale se suprapun cu punctele principale.

Între planele principale, un fascicul infinit subțire se propagă paralel cu axa optică, iar prin punctele nodale fasciculele intră și ies nedeviate, sub același unghi $\sigma' = \sigma$. Dacă se rotește sistemul optic în jurul punctului nodal imagine, cu unghiuri mici, poziția imaginii rămîne practic fixă.

1.4.5. Ecuația reprezentării optice ideale

Măsurînd elementele axiale de la planele principale (în coordonate principale) se poate scrie:

$$zz' = ff'; \quad a = f(\beta' - 1)/\beta'; \quad a' = -f'(\beta' - 1); \quad n'/a' = n/a + n'/f'; \quad (1.34)$$

$$\alpha = \frac{\Delta z'}{\Delta z} = \frac{n'}{n} \beta'^2; \quad \beta' = y'/y = a'/a = -f/z = -\frac{z'}{f'}; \quad \gamma = \text{tg } \sigma' / \text{tg } \sigma = \sigma' / \sigma = z/f' = f/z'. \quad (1.35)$$

pentru $n' = +n$, rezultă:

$$\begin{aligned} 1/a' - 1/a &= 1/f'; \quad zz' = -f'^2; \\ a &= f'a'/(f' - a') = f'(\beta' - 1)/\beta'; \quad a' = f'a/(f' + a); \\ f' &= aa'/(a - a'); \\ \alpha &= \beta'^2; \quad \beta' = a'/a = y'/y = -\bar{f}/z = -z'/f'; \\ \gamma &= \sigma'/\sigma = 1/\beta' = z/f' = \bar{f}/z'. \end{aligned} \quad (1.36)$$

1.4.6. Combinarea sistemelor optice

Din combinarea a două sisteme optice S_1 și S_2 rezultă sistemul S (fig. 1.23) pentru care sînt valabile următoarele relații evidente:

a. Abscisele focarelor \bar{F} și F' .

$$\begin{aligned} z_{\bar{F}_1} z'_{F'_1} &= \bar{f}_1 f'_1; \quad z_{\bar{F}_2} z'_{F'_2} = \bar{f}_2 f'_2; \quad z_{\bar{F}_1} = z_{\bar{F}} = \bar{F}_1 \bar{F} = \bar{f}_1 f'_1 / \Delta; \\ z'_{F'_2} &= z'_{F'} = \bar{F}'_2 \bar{F}' = -\bar{f}_2 f'_2 / \Delta. \end{aligned} \quad (1.37)$$

b. Distanțele focale \bar{f} și f' .

$$\gamma_1 = \tan \sigma_2 / \tan \sigma = \frac{H'}{\bar{f}_2} \cdot \frac{\bar{f}}{H'} = \frac{\bar{f}}{\bar{f}_2} = -\frac{\gamma_1}{z'_1} = -\frac{\bar{x}_1}{\Delta},$$

$$\gamma_2 = \frac{\tan \sigma'}{\tan \sigma'_1} = \frac{H}{f'_2} \cdot \frac{f'_1}{H} = \frac{f'_1}{f'_2} = -\frac{z_2}{f'_2} = -\frac{\Delta}{f'_2};$$

$$\bar{f} = -\frac{\bar{f}_1 \bar{f}_2}{\Delta}, \quad f' = \frac{f'_1 f'_2}{\Delta} \quad (\text{în coordonate focale}); \quad (1.38)$$

$$\bar{f} = \frac{\bar{f}_1 \bar{f}_2}{\Delta}, \quad f' = -\frac{f'_1 f'_2}{\Delta} \quad (\text{în coordonate principale}); \quad (1.39)$$

$$\Delta = e - f'_1 + \bar{f}_2 \quad (\text{intervalul optic}). \quad (1.40)$$

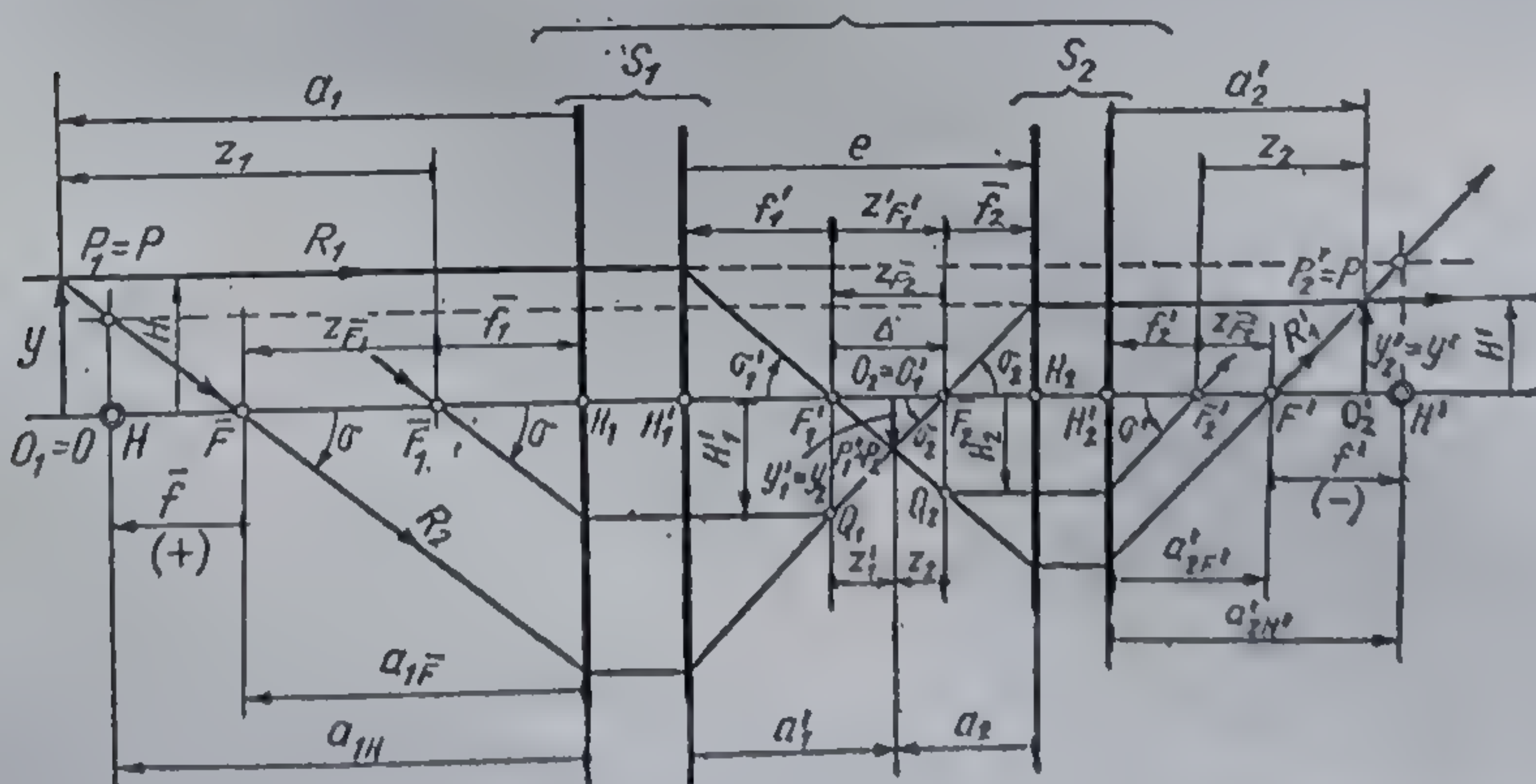


Fig. 1.23. Compunerea a două sisteme optice centrate.

Pentru sisteme situate într-un mediu omogen ($n' = n$) se poate scrie $f' = -\bar{f}$ și deci

$$\Delta = e - (f'_1 + f'_2). \quad (1.41)$$

Pentru $\Delta = 0$ sistemul este afocal; cînd $\Delta \geq 0$ sistemul se numește focal.

c. *Puterea*. Se definește puterea $\varphi' = 1/f'$. Dacă distanța focală $f' = 1$ m, puterea $\varphi' = 1$ dioptrie (dptr);

$$\begin{aligned} \varphi' = 1/f' &= -\Delta/f'_1 f'_2 = -(e - f'_1 + \bar{f}_2)/f'_1 f'_2 \text{ sau, pentru} \\ n' = n, \quad \varphi' &= -[e - (f'_1 + f'_2)]/f'_1 f'_2, \text{ din care rezultă} \\ \varphi' &= \varphi'_1 + \varphi'_2 - e\varphi'_1 \varphi'_2 = \varphi'_1 + \varphi'_2(1 - e\varphi'_1) = h_1\varphi'_1 + h_2\varphi'_2, \end{aligned} \quad (1.42)$$

în care $h_1 = 1$ și $h_2 = 1 - e\varphi'_1 = 1 - e/f'_1$ și $e = \overrightarrow{H'_1 H_2}$.

d. *Pozițiile focarelor \bar{F} și F' în raport cu planele principale.*

$$\begin{aligned} a_{1\bar{F}} = \overrightarrow{H_1 \bar{F}} &= f'_1 a_1 / (f'_1 - a'_1) = f'_1 (e - f'_2) / (f'_1 + f'_2 - e) = -f' (1 - e/f'_2) \\ a'_{2F'} = \overrightarrow{H'_2 F'} &= f'_2 (f'_1 - e) / (f'_1 + f'_2 - e) = -f'_1 f'_2 (1 - e/f'_1) / \Delta = f' (1 - e/f'_1) \end{aligned} \quad (1.43)$$

e. *Pozițiile planelor principale.*

$$\begin{aligned} a_{1H} = \overrightarrow{H_1 H} &= f'_1 e / (f'_1 + f'_2 - e) = -f'_1 e / \Delta = f' e / f'_2, \\ a'_{2H'} = \overrightarrow{H'_2 H'} &= -f'_2 e / (f'_1 + f'_2 - e) = +f'_2 e / \Delta = -f' e / f'_1. \end{aligned} \quad (1.44)$$

În fig. 1.24 se arată modul de construcție a imaginii formate de un dublet.

f. *Distanța focală și puterea unui ansamblu alcătuit din mai multe sisteme.*

$$f' = a'_1 \frac{a'_2}{a_2} \cdot \frac{a'_3}{a_3} \dots \frac{a'_k}{a_k} = \frac{H_1}{H_k} a'_k, \quad (1.45)$$

$$\varphi' = \frac{h_1}{h_1} \cdot \varphi'_1 + \frac{h_2}{h_1} \varphi'_2 + \dots + \frac{h_k}{h_1} \varphi'_k. \quad (1.46)$$

Dacă $s = -\infty$, $h_1 = 1$ și

$$\begin{aligned} \varphi' &= h_1 \varphi'_1 + h_2 \varphi'_2 + h_3 \varphi'_3 + \dots + h_k \varphi'_k = \\ &= \sum_{j=1}^k h_j \varphi'_j. \end{aligned} \quad (1.47)$$

Se observă că factorul h_j joacă rol de pondere.

g. *Cazuri particulare.*

$$\begin{aligned} \text{a) } e = \overrightarrow{H'_1 H_2} &= 0 \rightarrow \varphi' = \varphi'_1 + \varphi'_2; \\ a_{1\bar{F}} &= -f'; \quad a'_{2F'} = +f'; \quad a_{1H} = \\ &= \overrightarrow{H_1 H} = 0; \quad a'_{2H'} = \overrightarrow{H'_2 H'} = 0; \end{aligned}$$

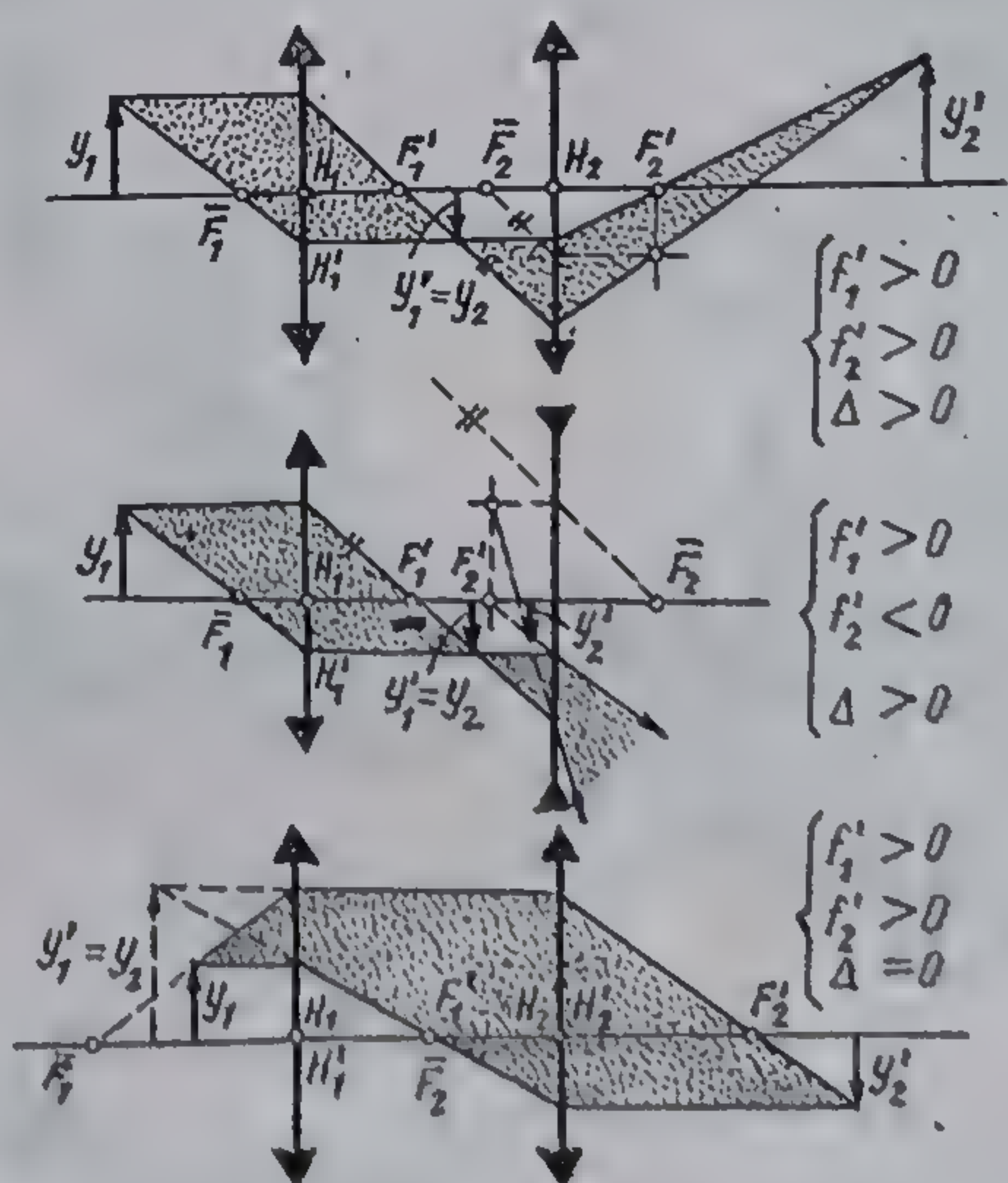


Fig. 1.24. Imaginea formată de un dublet.

$$b) e = \overrightarrow{H_1 H_2} = f'_1 \rightarrow \varphi' = \varphi'_1; \quad a_{1\overline{F}} = \overrightarrow{H_1 \overline{F}} = -f'_1(1 - f'_1/f'_2); \quad (1.48)$$

$$a'_{2\overline{F}'} = \overrightarrow{H_2 \overline{F}'} = 0; \quad a_{1H} = f_1^2/f'_2; \quad a'_{2H'} = \overrightarrow{H_2 H'} = -e = -f'_1;$$

$$c) e = \overrightarrow{H_2 H_2} = f'_2 \rightarrow \varphi' = 1/f' = 1/f'_2; \quad a_{1\overline{F}} = \overrightarrow{H_1 \overline{F}} = 0;$$

$$a'_{2\overline{F}'} = \overrightarrow{H_2 \overline{F}'} = f'_2(1 - f'_2/f'_1); \quad a_{1H} = \overrightarrow{H_1 H} = f'_2; \quad a'_{2H'} = \overrightarrow{H_2 H'} = -f_2^2/f'_1$$

1.4.7. Limitarea fasciculelor de radiații

Fie un ansamblu optic alcătuit din două sisteme optice infinit subțiri S_1 și S_2 situate la intervalul optic $\Delta = \overrightarrow{F_1 \overline{F}_2} > 0$ și două diafragme D_1 și D_2 (fig. 1.25). Diafragma D_1 , fiind situată după sistemul S_1 , reprezintă pupila de ieșire P_e pentru acest sistem. Imaginea sa P_i , dată de S_1 , constituie pupila de intrare. Se observă că diafragma D_1 limitează unghiul de deschidere 2σ , fapt pentru care aceasta se numește diafragmă de deschidere D_d . Dacă D_d ar fi situată în focarul imagine F'_1 pupila P_i ar fi situată la infinit și razele obiective R_0 și pupile marginale R_{pm} ar fi paralele în spațiul obiect, adică s-ar propaga telecentric. Se observă că pupila de intrare P_i , se vede sub unghiul cel mai mic $2\sigma_0$ din centrul câmpului obiect O și că sistemul S_2 formează o imagine reală a pupilei de ieșire P_e ca imagine dată de ansamblul optic.

Imaginea reală a diafragmei D_2 se formează în planul obiect și limitează câmpul, fapt pentru care D_2 se numește diafragmă de câmp, iar imaginea sa reprezintă lucarna de intrare L_i . Față de sistemul S_2 , diafragma D_2 este pupilă de intrare, pentru că limitează unghiurile $2\sigma_{p2}$ și $2\sigma'_{p2} = 2\sigma'_p$ care sînt unghiuri de deschidere pentru sistemul S_2 , dar unghiuri de câmp pentru sistemul S_1 și pentru întregul aparat. Luarna de ieșire L_e este situată la infinit.

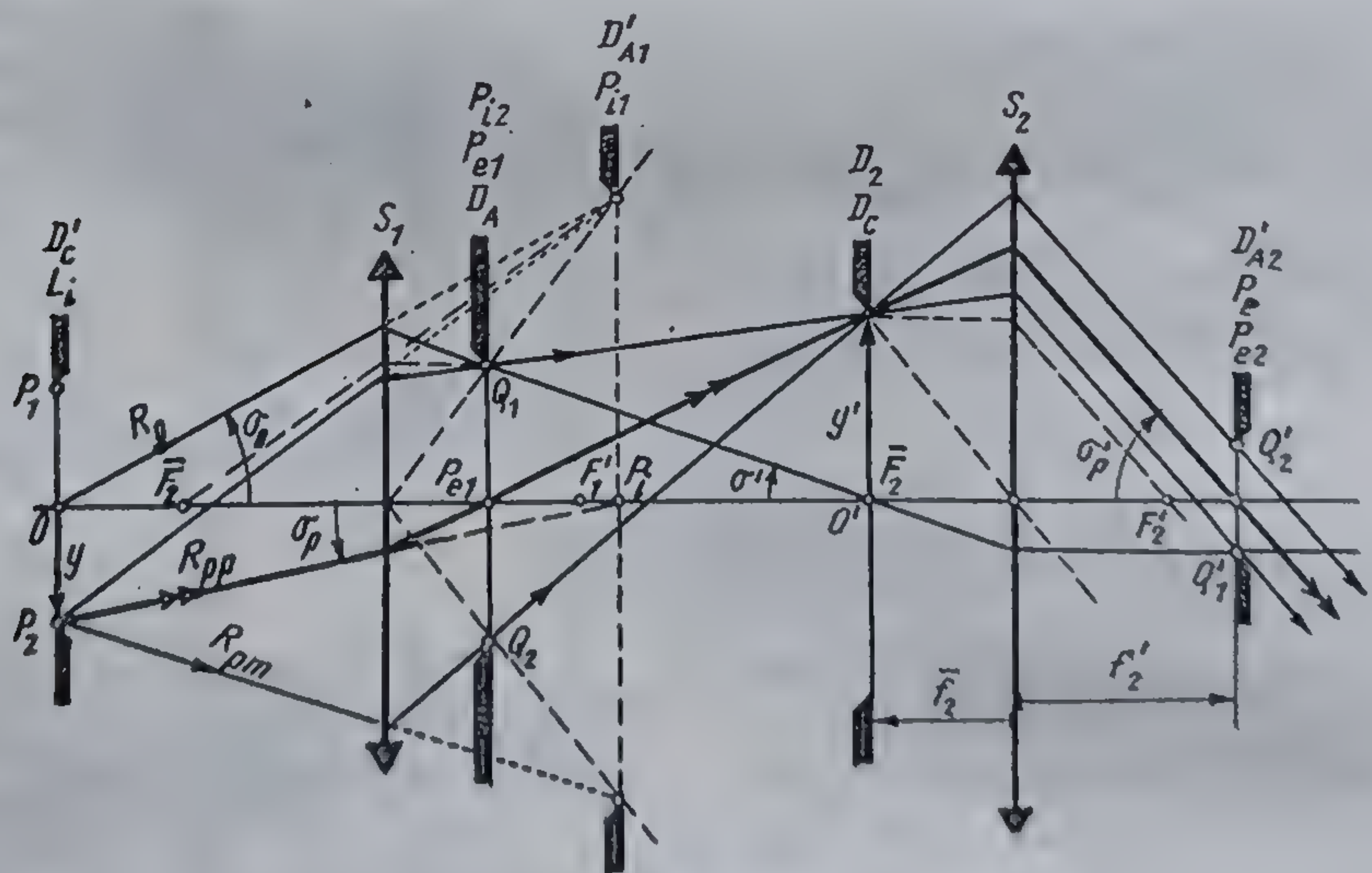


Fig. 1.25. Limitarea fasciculelor luminoase.

Produsul $n_0 \sin \sigma_0 = A$ se numește apertură, iar raportul P_i/f' este deschiderea relativă a sistemului.

Se observă că montînd diafragma în focarul dintr-un spațiu se obține propagarea telecentrică a luminii în spațiul conjugat.

1.4.8. Invariantul dioptric

Din fig. 1.26, care reprezintă refracția produsă de un dioptru curb, pot fi deduse următoarele relații:

$$\begin{aligned} \tilde{s} - r &= \tilde{l} \sin \tilde{i} / \sin \tilde{\varphi}; \quad s' - r = \tilde{l}' \sin \tilde{i}' / \sin \tilde{\varphi}; \quad n'(\tilde{s}' - r) / \tilde{l}' - n(\tilde{s} - r) / \tilde{l} = 0 \text{ și} \\ \Delta \left[\frac{n}{\tilde{l}} \tilde{s} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{\tilde{s}} \right) \right] &= 0 \text{ fiind invariantul general de refracție.} \end{aligned} \quad (1.49)$$

Dacă se elimină abscisele oblice \tilde{l} și \tilde{l}' rezultă:

$$s_H = H^2 / 2r; \quad \frac{\tilde{s}^2}{\tilde{l}^2} = 1 - \frac{H^2}{2\tilde{s}} \left(\frac{1}{\tilde{s}} - \frac{1}{r} \right) \quad (1.50)$$

și se mai poate scrie expresia invariantului general dioptric

$$\Delta \left\{ n \left[\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{\tilde{s}} \right) + \frac{H^2}{2\tilde{s}} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{\tilde{s}} \right)^2 + \dots \right] \right\} = 0. \quad (1.51)$$

Tot din fig. 1.26 mai rezultă:

$$(s - r) / \sin \tilde{i} = r / \sin \tilde{\sigma}; \quad \sin \tilde{i} = \frac{\tilde{s} - r}{r} \sin \tilde{\sigma}; \quad (1.52)$$

$$\sin \tilde{i}' = \frac{n}{n'} \sin \tilde{i}; \quad (1.53)$$

$$\tilde{\varphi} = \tilde{\sigma} + \tilde{i} = \tilde{\sigma}' - \tilde{i}'; \quad (1.53)$$

$$\tilde{\sigma}' = \tilde{\varphi} - \tilde{i}' = \tilde{\sigma} + \tilde{i} - \tilde{i}'; \quad (1.54)$$

$$\tilde{s}' = r(1 + \sin \tilde{i}' / \sin \tilde{\sigma}'); \quad (1.55)$$

$$\sin \tilde{i} = (1 - \rho \tilde{s}) \sin \tilde{\sigma}; \quad (1.55)$$

$$\tilde{\sigma}' = \tilde{\sigma} + \tilde{i}' - \tilde{i}; \quad (1.56)$$

$$\tilde{s}' = r(1 - \sin \tilde{i}' / \sin \tilde{\sigma}'). \quad (1.57)$$

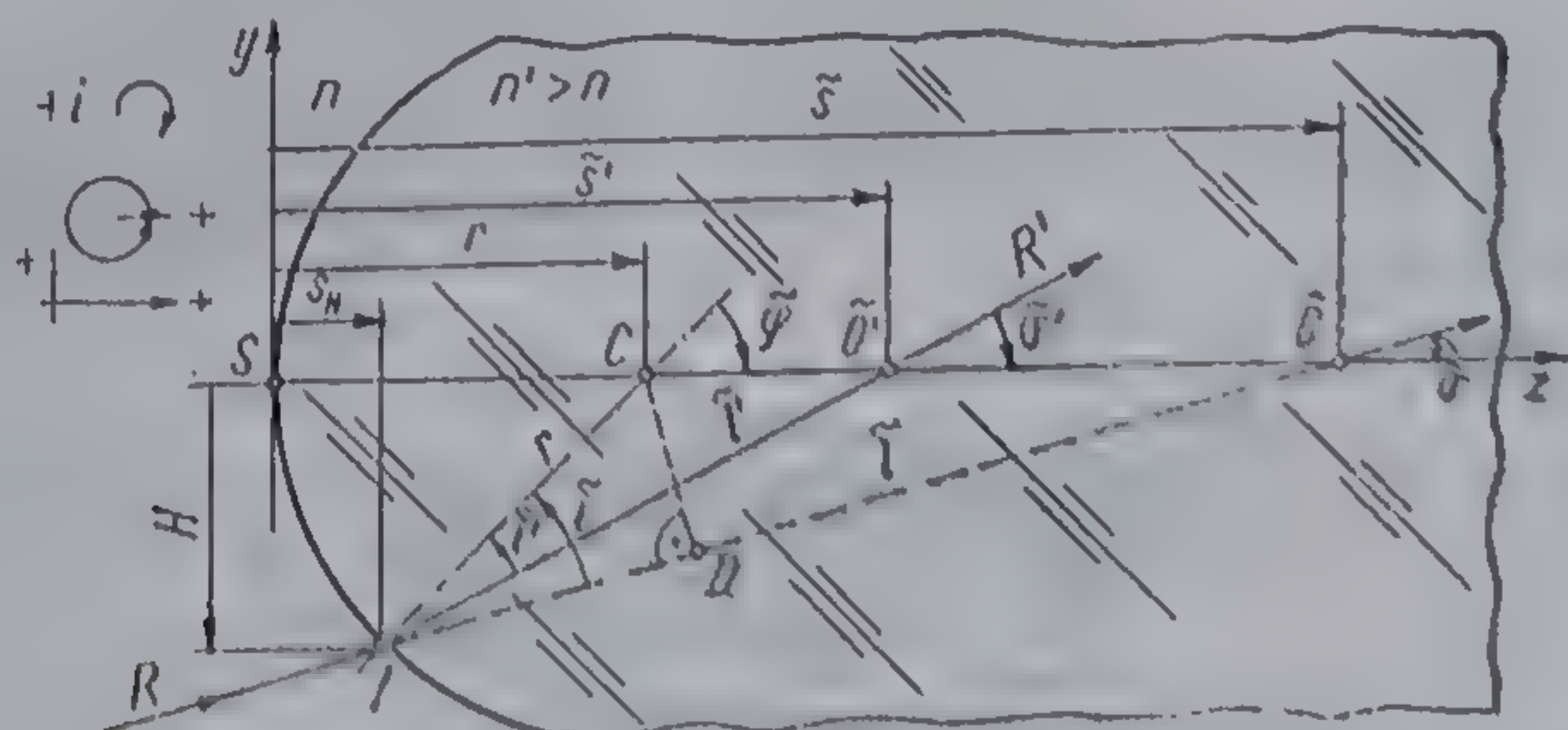
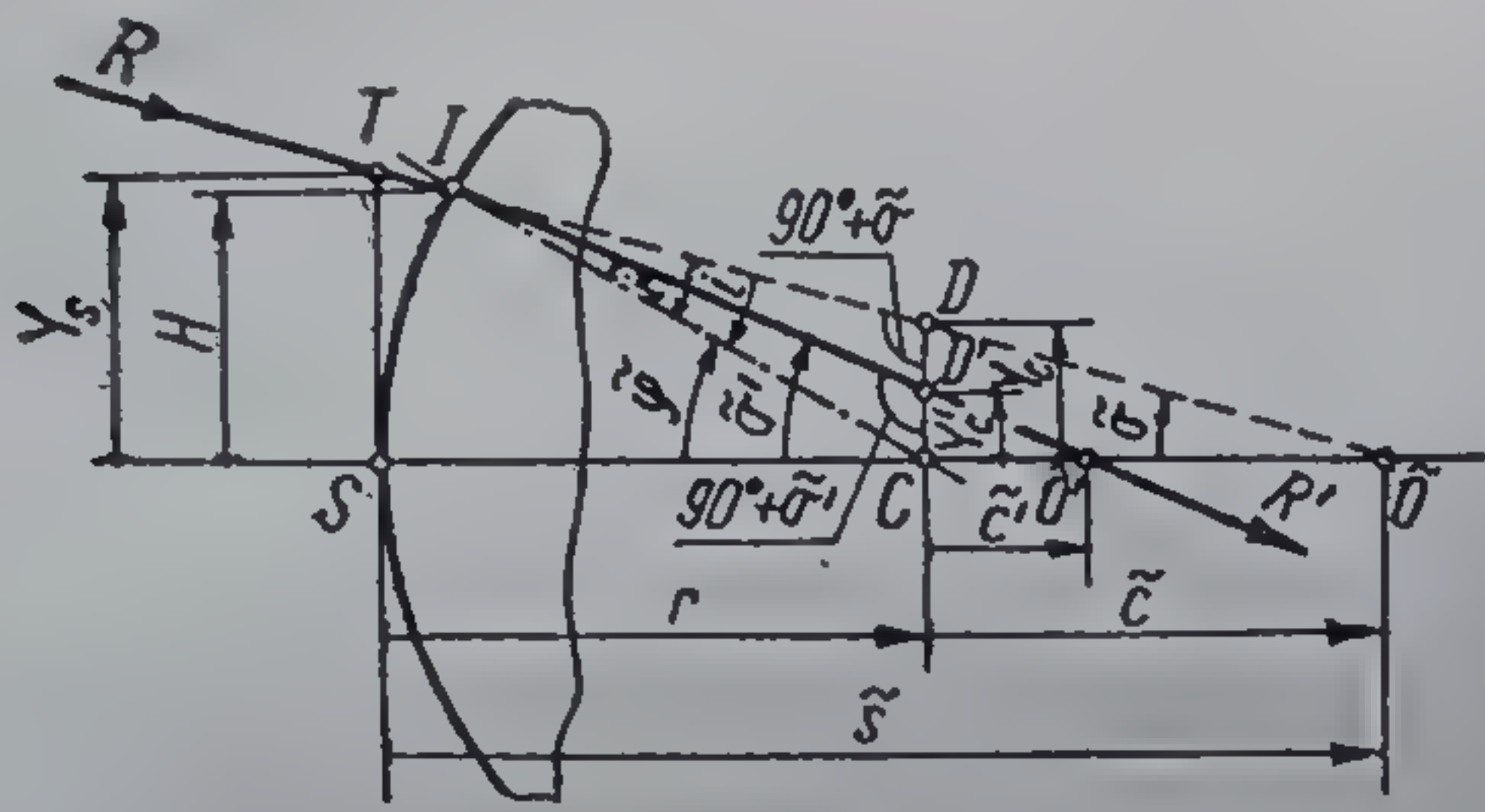
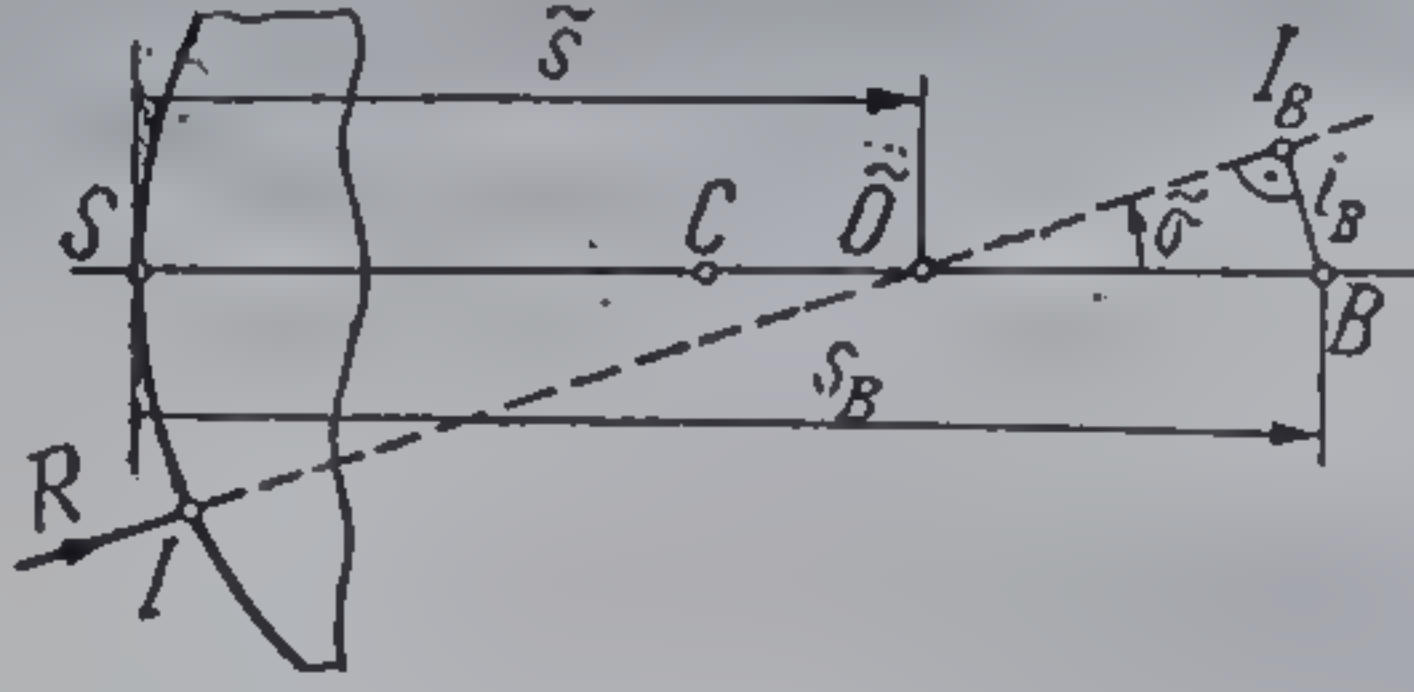

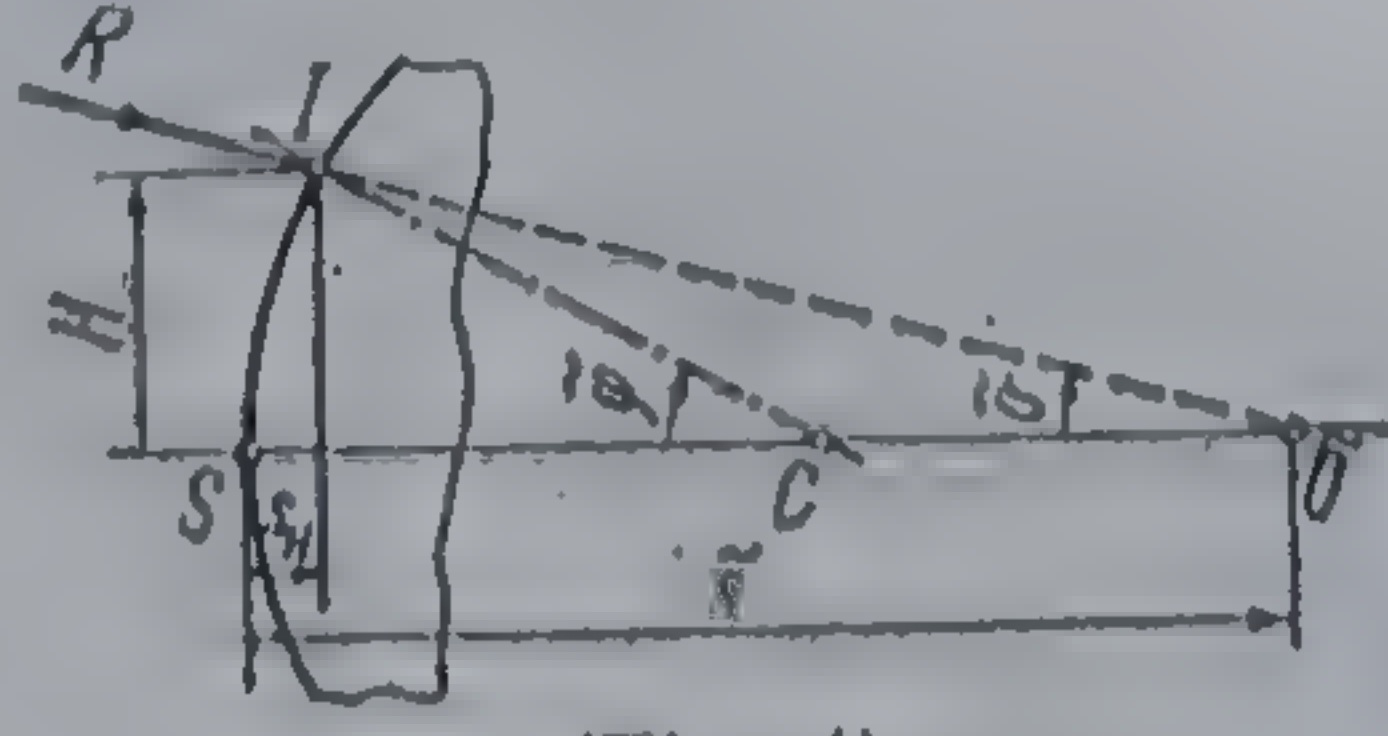


Fig. 1.26. Refracția la un dioptru curb.

Relațiile servesc la calculul trigonometric al abscisei imagine \tilde{s}' în domeniul extraparaxial.

Relațiile pentru transformarea coordonatelor sînt date în tabelul 1.4, iar cele pentru calculul trigonometric în condiții speciale se găsesc în tabelul 1.5.

Tabelul 1.4. Relații pentru transformarea coordonatelor

Nr. crt.	Se dă	Se determină
1. r, \tilde{c} (fig. 1)		$\tilde{s} = \tilde{c} + r; \quad \tilde{s}' = \tilde{c}' + r$
2. $r, \tilde{c}, \tilde{\sigma}, \tilde{i}$		$Y_c = \overline{CD} = \tilde{c} \operatorname{tg} \tilde{\sigma} = r \sin \tilde{i} / \cos \tilde{\sigma};$ $Y'_c = \overline{CD}' = \tilde{c}' \operatorname{tg} \tilde{\sigma}' = r \sin \tilde{i}' / \cos \tilde{\sigma}'$
		
	(Fig. 1)	
3	(fig. 1)	$Y_s = \overline{ST} = \tilde{s} \operatorname{tg} \tilde{\sigma}$
4. $\tilde{s}_B, i_B, \tilde{\sigma}$		$\tilde{s} = \tilde{s}_B + i_B / \sin \tilde{\sigma}$
	(Fig. 2)	
5. $r, i_c, \tilde{\sigma}$		$\tilde{s} = r + i_c / \sin \tilde{\sigma}$
	(Fig. 3)	
6. $H, \tilde{\sigma}$		$\tilde{s} = s_H + H / \operatorname{tg} \tilde{\sigma} = H^2 / 8r + H / \operatorname{tg} \tilde{\sigma}$
	(Fig. 4)	

Nr.
crt.

Se dă

Se determină

7 $s_1, y_1, s_{B1}, \tilde{\sigma}_1,$
 Y_{B1}

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \tilde{\sigma}_1 &= (y_{B1} - y_1) / (s_1 - s_{B1}); \\ \tilde{s}_1 &= s_{B1} + s_1 / \operatorname{tg} \tilde{\sigma}_1; \\ \operatorname{tg} \tilde{\sigma}_1 &= (y_{B1} - y_1) / s_1; \\ \tilde{s}_1 &= y_{B1} / \operatorname{tg} \tilde{\sigma}_1 \end{aligned}$$

(Fig. 5)

8 $\overline{P_1 B_1}, j_1 = \overline{B_1 J_1} \perp P_1 B_1$

(Fig. 5)

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \tilde{\sigma}_{B1} &= Y_1 / (s_{B1} - s_1); \\ \overline{P_1 B_1} &= (s_{B1} - s_1) / \cos \tilde{\sigma}_{B1}; \\ \operatorname{tg} \Delta \sigma_1 &= j_1 \cos \tilde{\sigma}_{B1} / (s_1 - s_{B1}); \\ \tilde{s}_1 &= s_1 + y_1 / \operatorname{tg} \tilde{\sigma}_1 \end{aligned}$$

9 $s_1 = -\infty$
 $\Delta \sigma_1 = 0;$
 $\tilde{\sigma}_1 = \tilde{\sigma}_{B1};$

(Fig. 5)

$$\begin{aligned} \overline{OB_1} &= j_1 / \sin \tilde{\sigma}_{B1}; \\ \tilde{s}_1 &= s_{B1} - j_1 / \sin \sigma_{B1} \end{aligned}$$

10 k — ultimul dioptru

$P'_k = P_{k+1}$ imagine în planul Gaussian
 $\tilde{P}'_k = \tilde{P}_{k+1}$ imagine pentru spațiul extraparaxial
 $\tilde{s}'_k = y_{k+1}; y'_k = y_{k+1};$
 $\tilde{\sigma}'_k$

$$\begin{aligned} \Delta y'_k &= \tilde{y}'_k - y'_k; \\ \tilde{y}'_k &= (\tilde{s}'_k - \tilde{s}_k) \operatorname{tg} \tilde{\sigma}'_k; \\ \Delta s'_k &= \tilde{s}'_k - s'_k; \\ \tilde{s}'_{mk} &= \overline{I'_{Bk} O'_{mk}}; \\ \tilde{s}'_{mk} - s'_{mk} &= \Delta s'_{mk}; \\ \Delta \sigma_k &= \tilde{\sigma}_k - \tilde{\sigma}_{Bk}; \\ s_{HBk} &= \overline{S_k L_{Bk}} = r_k (1 - \cos \tilde{\varphi}_{Bk}); \\ \tilde{l}'_k &= \overline{I'_{Bk} B'_k} = (s'_{Bk} - s_{HBk}) / \cos \tilde{\sigma}_{Bk}; \\ \overline{O'_{mk} B'_k} &= (s'_{Bk} - s'_k) \sin \tilde{\sigma}'_k / \sin \Delta \sigma_k; \\ \tilde{s}'_{mk} &= \tilde{l}'_k - \overline{O'_{mk} B'_k} \end{aligned}$$

(Fig. 6)

(Fig. 7)

Tabelul 1.5. Relații speciale pentru calculul trigonometric

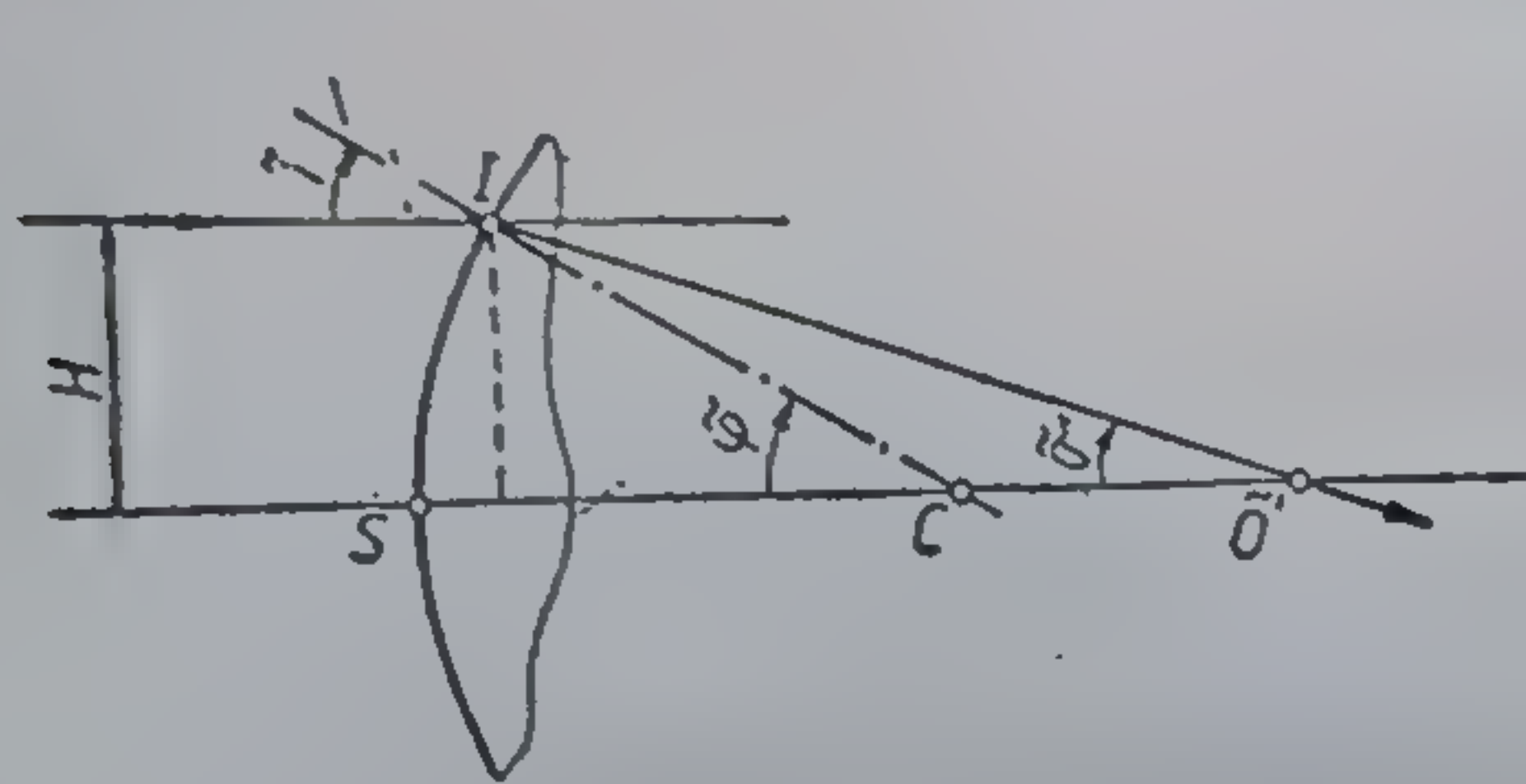
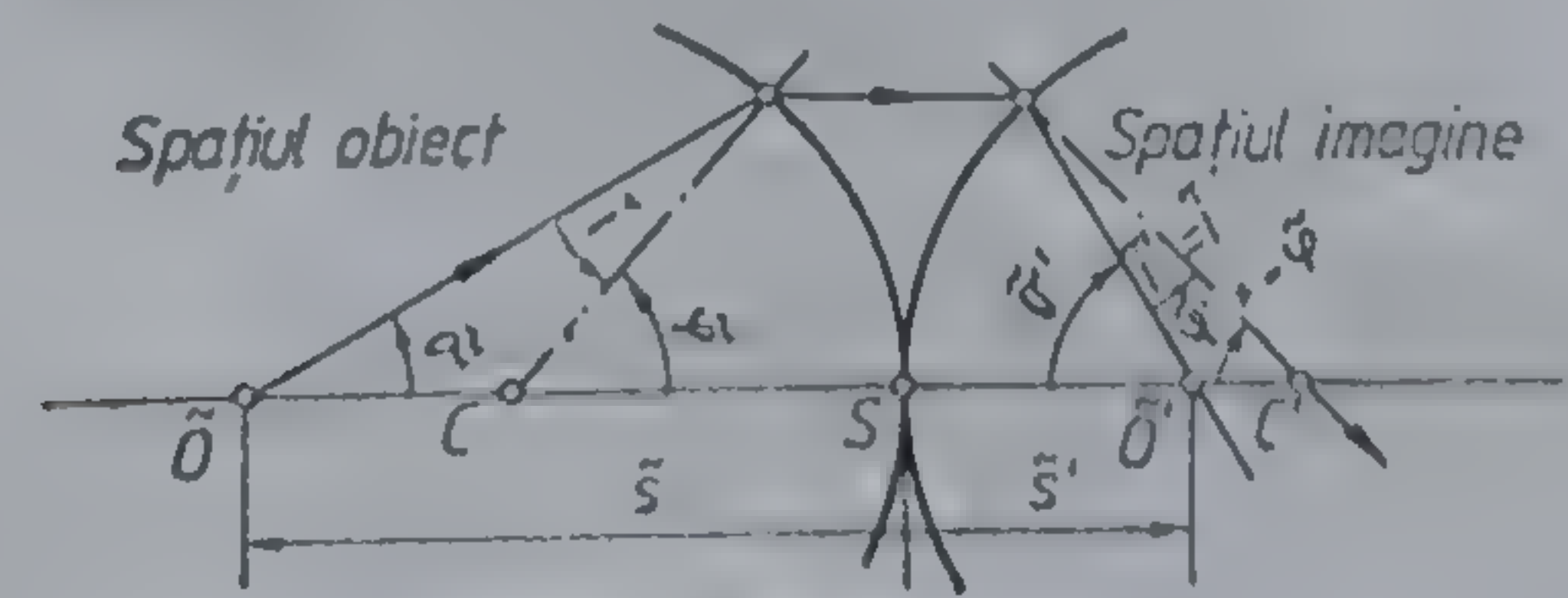
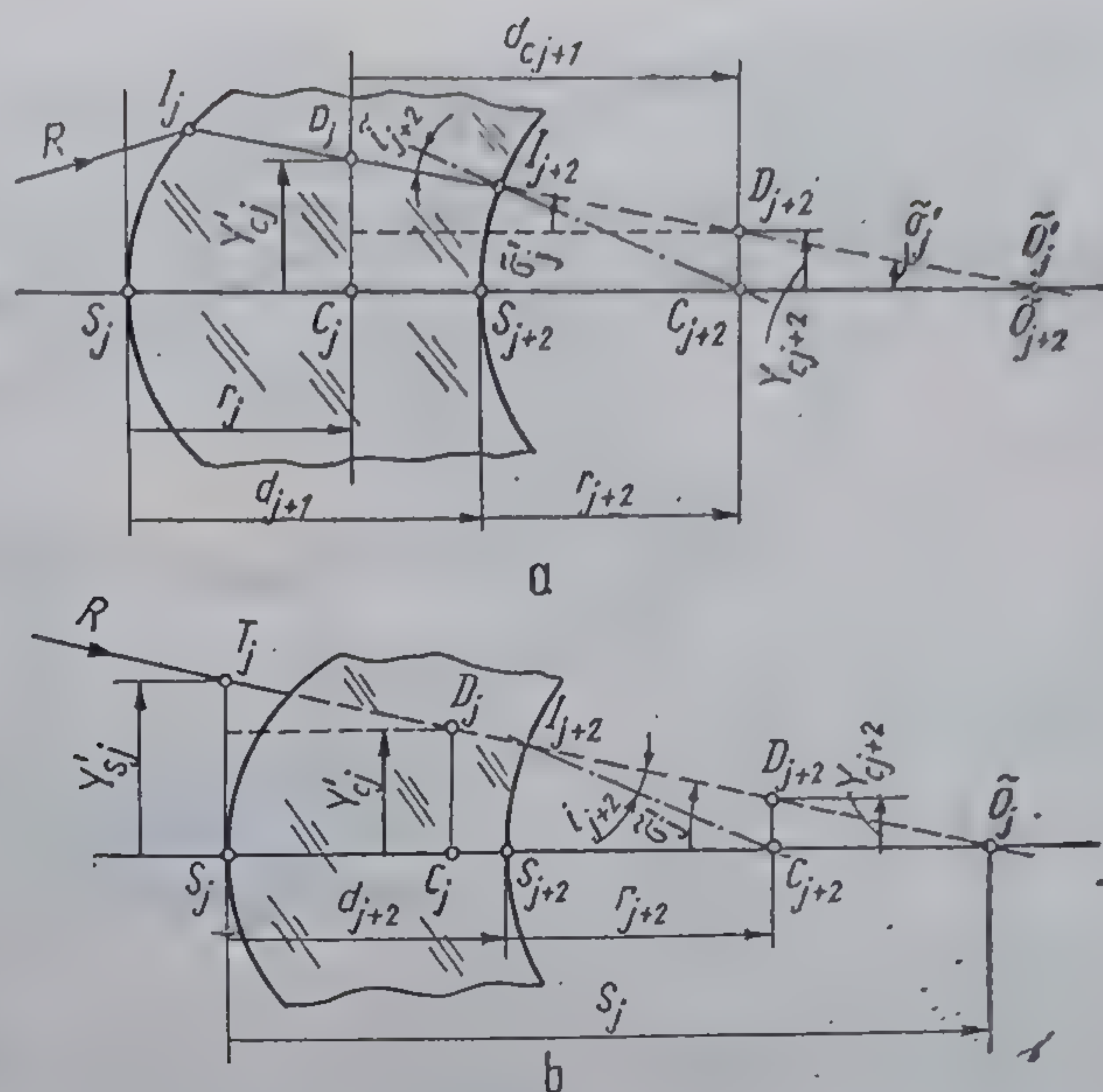
Nr. crt.	Cazul	Relațiile recomandate
1	$r = \infty$	$\tilde{\varphi} = 0; \tilde{i} = -\tilde{\sigma}; \tilde{i}' = -\tilde{\sigma}'; \tilde{s} \operatorname{tg} \tilde{\sigma} = H = \tilde{s}' \operatorname{tg} \tilde{\sigma}';$ $\tilde{s}' = \tilde{s} \frac{\operatorname{tg} \tilde{\sigma}}{\operatorname{tg} \tilde{\sigma}'} = \tilde{s} \frac{\sin \tilde{\sigma}}{\cos \tilde{\sigma}} \cdot \frac{\cos \tilde{\sigma}'}{\sin \tilde{\sigma}'} = \tilde{s} \frac{n'}{n} \cdot \frac{\cos \tilde{\sigma}'}{\cos \tilde{\sigma}}$
2	$s = -\infty$	$\tilde{\sigma} = 0; \frac{H}{r} = \sin \tilde{\varphi} = \sin \tilde{i}$
 <p>(Fig. 1)</p>		
3	$r \gg s'$ $ \tilde{s}' < \frac{5}{100} r $	$\tilde{s} = r \frac{2 \sin \frac{\tilde{\varphi}}{2} \cos \frac{\tilde{i}' - \tilde{\sigma}'}{2}}{\sin \tilde{\sigma}}; \tilde{s}' = \tilde{s} \frac{\cos \frac{\tilde{i} - \tilde{\sigma}}{2} \sin \tilde{\sigma}}{\cos \frac{\tilde{i} - \tilde{\sigma}}{2} \cdot \sin \tilde{\sigma}'}$
4	$\tilde{\sigma}$ mic r mare $r \gg \tilde{s}'$	$y'_{sj} = \tilde{s}_j \operatorname{tg} \tilde{\sigma}'_j = \tilde{s}_j \cdot \frac{\cos \frac{\tilde{i}_j - \tilde{\sigma}'_j}{2} \cdot \sin \tilde{\sigma}_j}{\cos \frac{\tilde{i}_j - \tilde{\sigma}_j}{2} \cdot \cos \tilde{\sigma}'_j}$ $y_{e, j+2} = y'_{sj} - (d_{j+1} + r_{j+2}) \operatorname{tg} \tilde{\sigma}'_j$ $\sin \tilde{i}_{j+2} = \left(\frac{j_e}{r} \right)_{j+2} \cdot \cos \tilde{\sigma}_{j+1}$ $\sin \tilde{\sigma}' = \sin \tilde{\varphi} \cos \tilde{i}' - \cos \tilde{\varphi} \sin \tilde{i}'$
5	$\tilde{i} - \tilde{i}'$ are valoare mică la suprafețe lipite	$\Delta \tilde{i} = \tilde{i} - \tilde{i}' \text{ se determină din}$ $\operatorname{tg} \frac{\tilde{i} - \tilde{i}'}{2} = \frac{n' - n}{n' + n} \cdot \operatorname{tg} \frac{\tilde{i} + \tilde{i}'}{2}$
6	Dioptru sferic reflectant (oglinzi)	$r' = -r; \tilde{\varphi}' = -\tilde{\varphi}; n' = n;$ $\tilde{i}' = \tilde{i}$ $\sin \tilde{i}' = \frac{\tilde{s} - r}{r} \sin \tilde{\sigma}; \tilde{\varphi} = \tilde{\sigma} + \tilde{i};$ $\tilde{i}' = \tilde{i}; \tilde{\varphi}' = -\tilde{\varphi}; \tilde{\sigma}' = \tilde{\varphi}' - \tilde{i}';$ $r' = -r; \tilde{s}' = r' \left(1 + \frac{\sin \tilde{i}'}{\sin \tilde{\sigma}'} \right)$
 <p>(Fig. 2)</p>		

Fig. 1.27. Scheme pentru deducerea relațiilor de trecere de la un dioptru la altul.



1.4.9. Relațiile de trecere

Din fig. 1.27. rezultă relațiile de trecere de la un dioptru la altul:

$$d_{c,j+1} = \overline{C_j C_{j+2}} = d_{j+1} - r_j + r_{j+2}; \quad (1.58)$$

$$y_{c,j+2} = y'_{ej} - (d_{j+1} - r_j - r_{j+2}) \operatorname{tg} \tilde{\sigma}'_j; \quad (1.59)$$

$$\sin \tilde{i}_{j+2} = \frac{y_{c,j+2}}{r_{j+2}} \cos \tilde{\sigma}_{j+1}; \quad (1.60)$$

$$\tilde{\sigma}_{j+1} = \tilde{\sigma}'_j; \quad y'_{sj} = y'_{ej} + r_j \operatorname{tg} \tilde{\sigma}'_j. \quad (1.61)$$

1.4.10. Invarianții lui Young pentru planele meridian și sagital

Cu notațiile din fig. 1.28, *a*, *b* pot fi scrise expresiile invariantului lui Young pentru planele meridian și, respectiv sagital astfel:

$$\frac{n' \cos^2 \tilde{i}'}{\tilde{s}'_m} - \frac{n \cos^2 \tilde{i}}{\tilde{s}_m} = \frac{n' \cos \tilde{i}' - n \cos \tilde{i}}{r_m}; \quad (1.62)$$

$$\frac{n'}{\tilde{s}'_s} - \frac{n}{\tilde{s}_s} = \frac{n' \cos \tilde{i}' - n \cos \tilde{i}}{r_s} = \psi. \quad (1.63)$$

În tabelul 1.6 sînt date abscisele imaginilor astigmatice pentru diferite elemente optice.

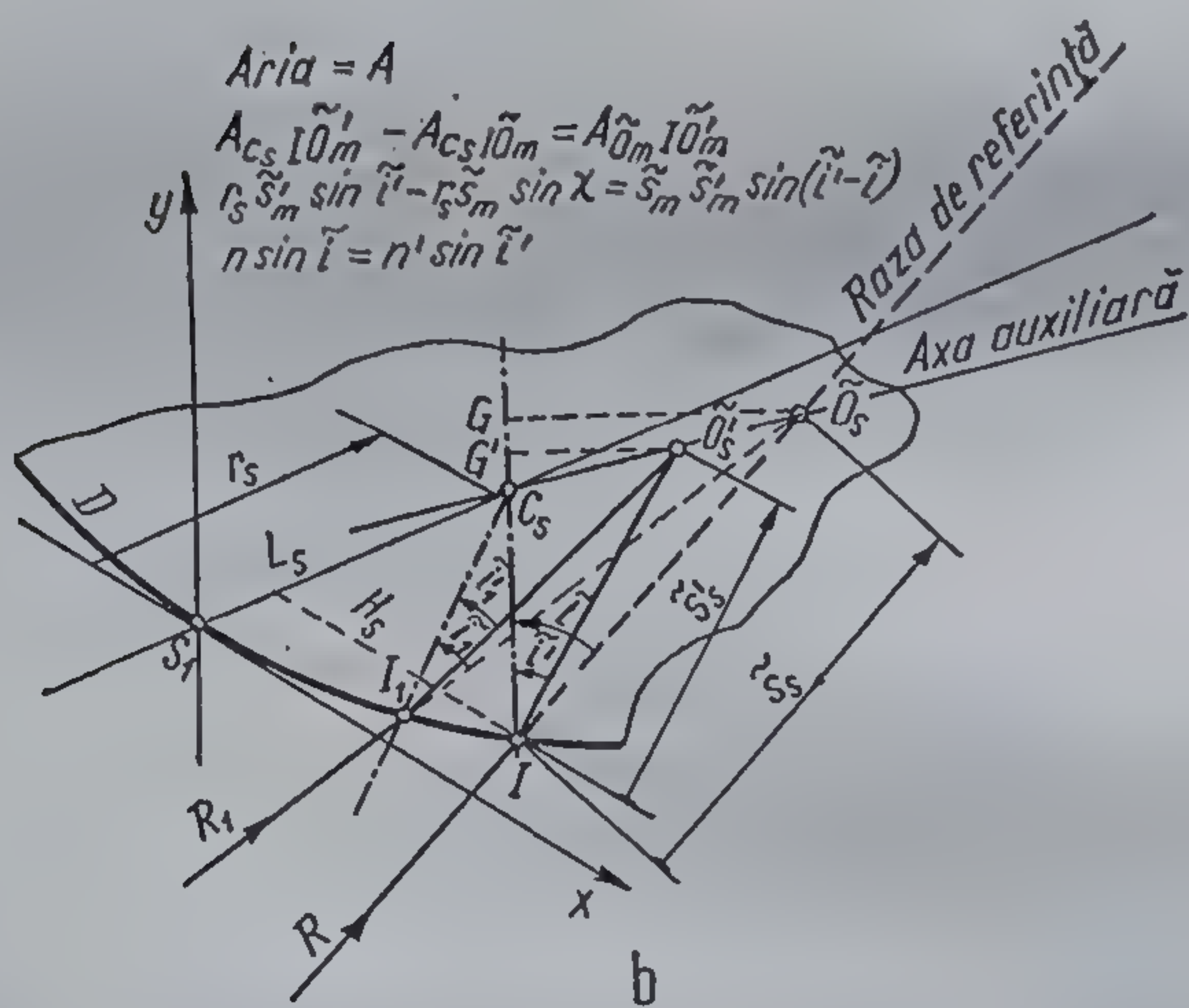
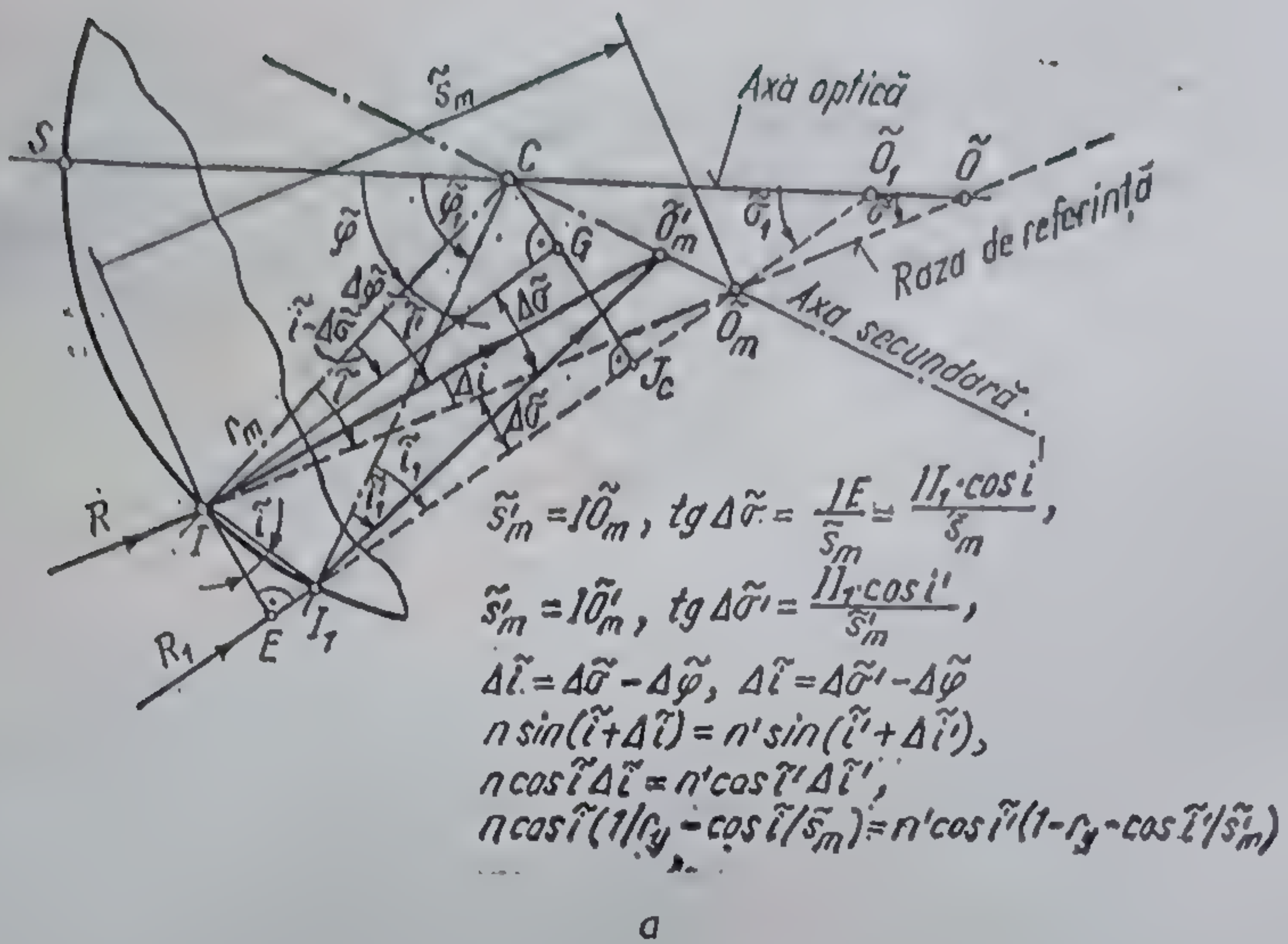


Fig. 1.28. Schema pentru deducerea invariantului lui Young:
 a — pentru planul meridian; b — pentru planul sagital.

Tabélul 1.6. Abscisele imaginilor astigmatice pentru diferite elemente optice

Nr. crt.	Relații de calcul
1	<p>Dioptru plan</p> <p>$n'/r'_s = n/r_s; \quad n' \cos^2 \tilde{i}' / \tilde{s}'_m = n \cos^2 \tilde{i} / \tilde{s}_m; \quad \tilde{s}_s \sin \tilde{i} = \tilde{s}'_s \sin \tilde{i}';$</p> <p>$\tilde{s}_m \text{tg } \tilde{i} \cos \tilde{i} = \tilde{s}'_m \text{tg } \tilde{i}' / \cos \tilde{i}';$</p>

Nr.
crt.

Relații de calcul

2 Oglinda plană (element stigmatic)

$$n' = -n; \quad \tilde{s}'_s = -\tilde{s}_s; \quad \tilde{s}'_m = -\tilde{s}_m \cos^2 \tilde{i} / \cos \tilde{i}' = -\tilde{s}_m.$$

3 Lamă plan-paralelă

(punctul obiect situat pe primul dioptru)

$$\tilde{s}_s = \tilde{s}_m; \quad \tilde{s}'_s = -d/n \cos \tilde{i}'; \quad s'_m = -\frac{d(1 - n^2 \sin^2 i')}{n \cos i' \cos^2 i'};$$

$$\tilde{O}'_s \tilde{O}'_m = \frac{n^2 - 1}{n} \cdot \frac{d}{\cos i'} \cdot \operatorname{tg}^2 i'; \quad \Delta l = \frac{\sin(\tilde{i} - \tilde{i}')}{\cos \tilde{i}'} \cdot d;$$

(d reprezintă grosimea lamei, iar Δl — deplasarea produsă de lamă).

4 Oglinda sferică

$$n' = -n; \quad \tilde{i}' = -\tilde{i}; \quad 1/\tilde{s}_s + 1/\tilde{s}'_s = 2 \cos \tilde{i} / r; \quad f'_s = -r/2 \cos \tilde{i}$$

$$1/\tilde{s}_m + 1/\tilde{s}'_m = 2/r \cos \tilde{i}; \quad f'_m = -(r \cos \tilde{i})/2.$$

5 Oglinda sferică astigmatică ($\tilde{s}_s - \tilde{s}_m = 0$)

$$\frac{1}{2} (1/\tilde{s}'_m - 1/\tilde{s}'_s) = \frac{1}{r} \left(\frac{1}{\cos \tilde{i}} - \cos \tilde{i} \right);$$

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{\tilde{s}'_s - \tilde{s}'_m}{\tilde{s}'_s \cdot \tilde{s}'_m} = \frac{1}{r} \sin \tilde{i} \operatorname{tg} \tilde{i}.$$

1.4.11. Distanțele focale în planele meridian și sagital (fig. 1.29)

$$f'_m = \frac{s'_{m1} s'_{m3} s'_{m5} \dots s'_{mk}}{s_{m3} s_{m5} \dots s_{mk}} \cdot \frac{\cos \tilde{i}_1}{\cos \tilde{i}'_1} \cdot \frac{\cos \tilde{i}_3}{\cos \tilde{i}'_3} \dots \frac{\cos \tilde{i}_k}{\cos \tilde{i}'_k} \quad (1.64)$$

$$f'_s = \frac{s'_{s1} s'_{s3} s'_{s5} \dots s'_{sk}}{s_{s3} s_{s5} \dots s_{sk}} \quad (1.65)$$

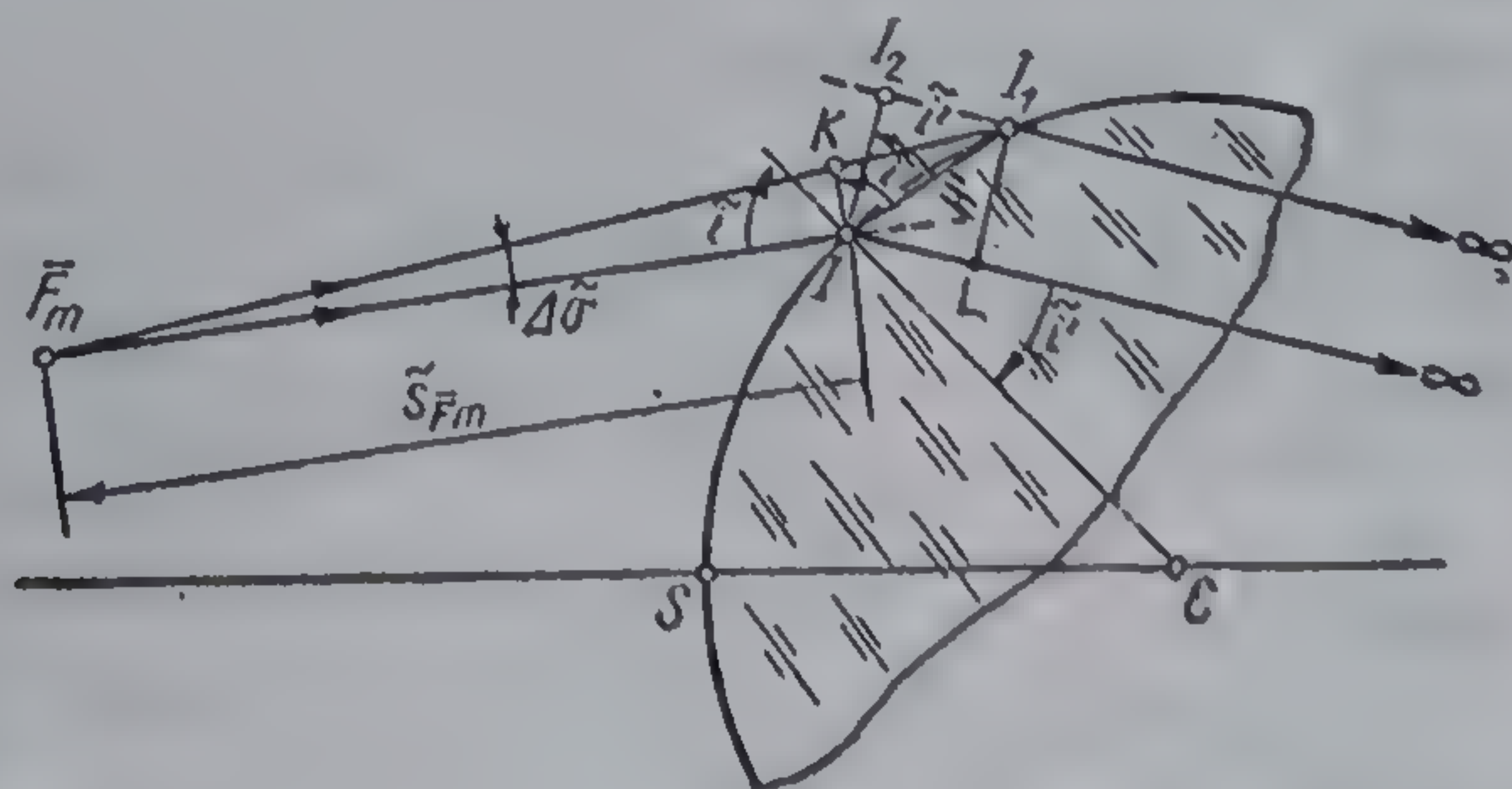


Fig. 1.29. Distanța focală meridiană.

1.4.12. Invariantul paraxial obiectiv

În ipoteza că $H^2 = 0$, invariantul general de refracție (1.51) devine:

$$\Delta[n(1/r - 1/s)] = 0; \quad (1.66)$$

$$n(1/r) - 1/s = n'(1/r - 1/s') = Q_s; \quad (1.67)$$

$$n/r - n/s = n'/r - n'/s; \quad (1.68)$$

$$n'/s' - n/s = (n' - n)/r; \quad (1.69)$$

$$n'\xi' - n\xi = (n' - n)\rho, \quad (1.70)$$

în care: ρ este curbura $\xi = 1/s$ — proximitatea; $n\rho$ — curbura redusă; $n\xi$ — proximitatea redusă; $(n' - n)\rho$ — puterea dioptrului; ρ și ξ se măsoară în dioptrii.

1.4.13. Invariantul paraxial obiectiv în cazuri particulare. Drumuirea paraxială obiectivă

a. $s = -\infty$. $\xi = 1/s = 0$; $s' = s'_F = f' = n'r/(n' - n)$. (1.71)

b. $s' = +\infty$. $\xi' = 1/s' = 0$; $s = s_F = \bar{f} = -nr/(n' - n)$. (1.72)

c. $r = \infty$. $n'/n = s'/s$; $s' \sin i' = s \sin i$. (1.73)

d. $n' = -n$. $1/s' - 1/s = 2/r$ (oglinnda sferică). (1.74)

Pentru $s = -\infty$ rezultă: $s' = s'_F = r/2 = f'$ (v. §. 4.1.5 |). (1.75)

Cînd $r = \infty$ (oglinnda plană), se obține: $1/s' = 1/s$ sau $s' = -s$. (1.76)

e. $s_F/s'_F = -n/n' = \bar{f}/f'$; (1.77)

$n = n' \rightarrow s_F = -s'_F$ și $f' = -\bar{f}$. (1.78)

f. $s_F + s'_F = r = \bar{f} + f'$; (1.79)

g. Amplificînd invariantul paraxial cu $r/(n' - n)$ se obține: (1.80)

$$n'/s' - n/s = n/f' = -n/\bar{f}.$$

Pentru $n = n' = 1$ rezultă formula lentilei situată într-un mediu omogen:

$$1/s' - 1/s = 1/f' = -1/\bar{f}. \quad (1.81)$$

Drumuirea paraxială obiectivă se efectuează cu relațiile din tabelul 1.7, deduse din fig. 1.30.

Tabelul 1.7. Relații pentru drumuirea paraxială obiectivă

$n'\xi' = n\xi + (n' - n)\rho$	$H = s\sigma$
$(1/n\xi)_j = (1/n'\xi')_{j-2} - (d/n)_j$	$\sigma_j = \sigma_{j-2} = \sigma_{j-1}$
$h_j = h_{j-2}(1/n\xi)_j (n'\xi')_{j-2}$	$n'\sigma' = n\sigma + (n' - n)H\rho$
$s_j = s'_{j-2} - d_{j-1}$	$s' = \frac{n'}{n} \cdot \frac{H}{\sigma'}$
$i_j = (s - r)\sigma/r$	$s_j = s'_{j-2} - d_{j-1}$
$i' = n i/n'$	$H_j = H_{j-2} - d_{j+1}\sigma_{j-1}$
$\varphi = \sigma + i$	
$\sigma' = \varphi - i'$	$s' = \frac{n'}{n/s + (n' - n)\rho}$
$s' = r(1 + i'/\sigma')$	
$s_j = s'_{j-2} - d_{j-1}$	$s_j = s'_{j-2} - d_{j-1}$

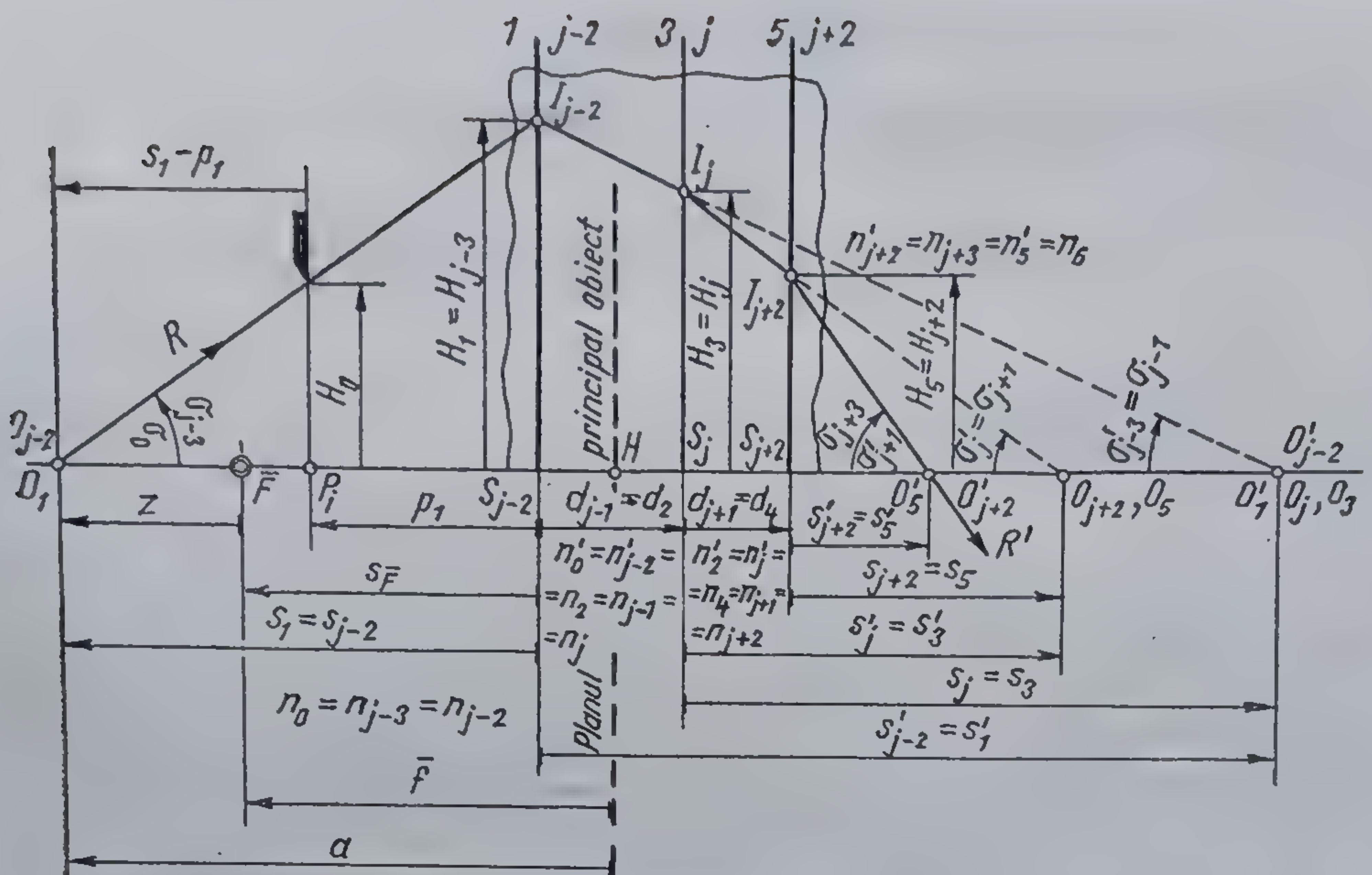


Fig. 1.30. Schemă pentru drumuirea paraxială obiectivă.

1.4.14. Măririle optice în dependență de abscisele obiect și imagine

a. Un dioptru

$$\beta' = \frac{y'}{y} = \frac{n\sigma}{n'\sigma'} = \frac{n}{n'} \cdot \frac{H}{s} = \frac{s'}{H} \cdot \frac{n_{j-1}}{n_{j+1}} \cdot \frac{s'_j}{s_j} = \frac{n_{j-1}}{n_{j+1}} \left(\frac{\xi}{\xi'} \right)_j; \quad (1.82)$$

$$\alpha = \frac{n}{n'} \beta'^2; \quad \gamma = \frac{n}{n'} \frac{y}{y'} = \frac{n}{n'} \cdot \frac{1}{\beta'}.$$

b. Un sistem constituit din k dioptri centrați

$$\beta'_T = \prod_{j=1}^k \beta'_j = \frac{n_0}{n_2} \cdot \frac{n_2}{n_4} \dots \frac{n_{k-1}}{n_{k+1}} \cdot \frac{s'_1}{s_1} \cdot \frac{s'_3}{s_3} \dots \frac{s'_{k-2}}{s_{k-2}}; \quad (1.83)$$

$$\beta'_T = \frac{n_0}{n_{k+1}} \cdot \frac{s'_1}{s_1} \cdot \frac{s'_3}{s_3} \dots \frac{s'_k}{s_k} = \frac{n_0}{n_{k+1}} \cdot \prod_{j=1}^k \left(\frac{s'_j}{s_j} \right) = \frac{n_0}{n_{k+1}} \cdot \frac{s'_k}{s_k} \cdot \frac{h_1}{h_k}; \quad (1.84)$$

$$n_0 y_0 \operatorname{tg} \sigma_0 = n_{k+1} y_{k+1} \operatorname{tg} \sigma_{k+1} \text{ (invariantul Lagrange-Helmholtz); } (1.85)$$

$$\alpha = \frac{n}{n'} \beta'^2 = \frac{n_0}{n_{k+1}} \left(\frac{h_1}{h_k} \right)^2 \cdot \left(\frac{s'_k}{s_k} \right)^2. \quad (1.86)$$

$$\gamma = \frac{s_1}{h_1} \cdot \frac{h_k}{s'_k} = \frac{s}{h} \cdot \frac{h'}{s'}. \quad (1.87)$$

$$\beta' \gamma = n/n'. \quad (1.88)$$

1.4.15. Drumuirea paraxială pupilară

Drumuirea paraxială pupilară se efectuează conform relațiilor din tabelul 1.8, deduse din fig. 1.31.

Tabelul 1.8. Relațiile de calcul pentru drumuirea paraxială pupilară

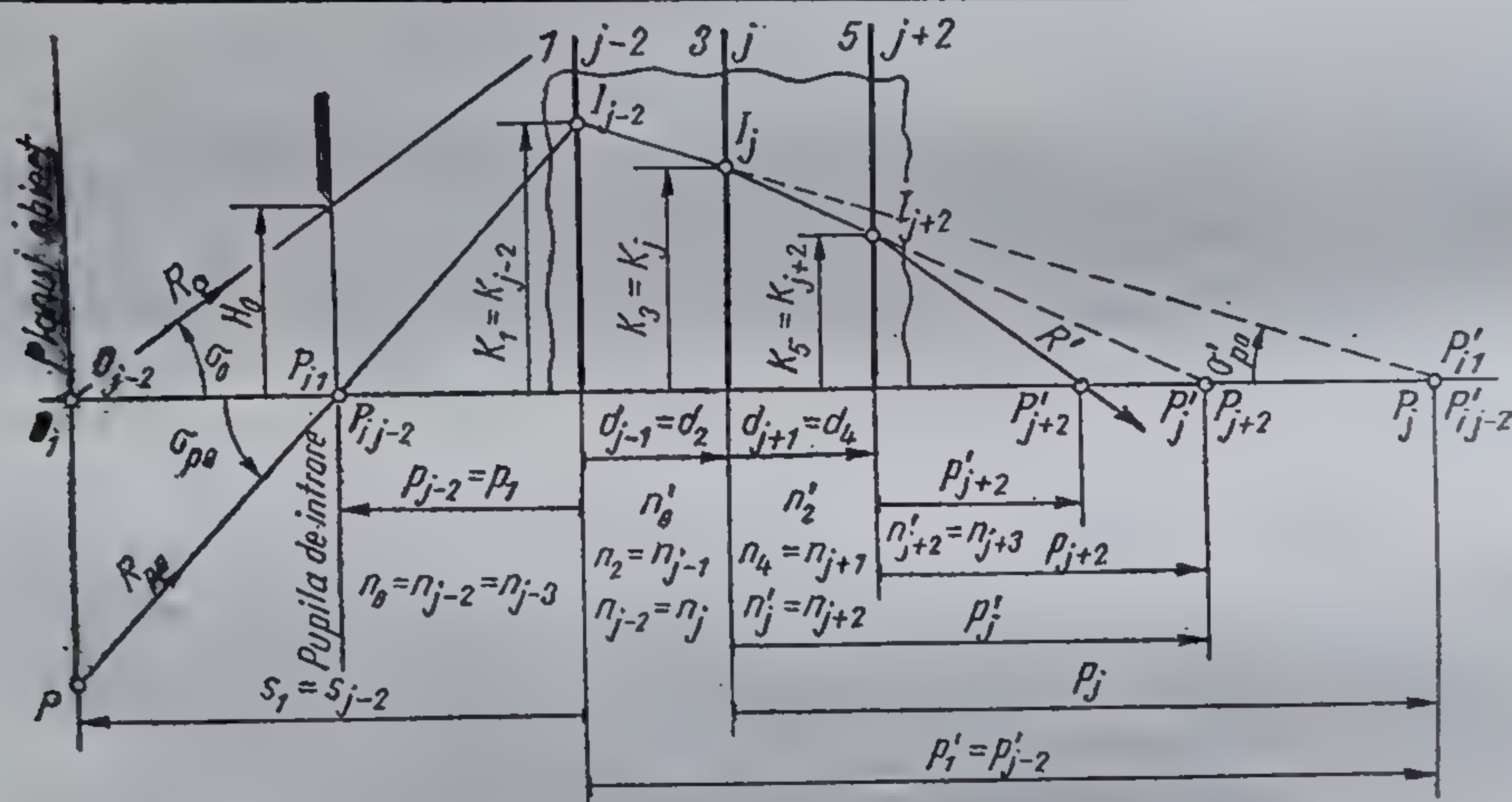
$$\begin{array}{ll}
1 & k_j = K_j/n_0 \operatorname{tg} \sigma_p \\
2 & \text{Pentru } n_0 = 1 \text{ rezultă} \\
& k_j = k_1 = p_1/n_0 = p_1 \\
3 & p_j = p'_{j-2} - d_1 \\
4 & \frac{p_j}{n_{j-1}} = \frac{p'_{j-2}}{n_{-1}} - \frac{d_{j-1}}{n_{j-1}} \\
5 & \left(\frac{1}{n\xi_p} \right)_j = \frac{1}{(n'\xi'_p)_{j-2}} - \left(\frac{d}{n} \right)_{j-1} \\
6 & k_j = k_{j-2} \frac{p_j}{p_{j-2}} = k_{j-2} \left(1 - \frac{d_{j-1}}{p'_{j-2}} \right) \\
7 & k_j = k_{j-2} (n'\xi'_p)_{j-2} \left(\frac{1}{n\xi_p} \right)_j \\
8 & Q_p = n' \frac{r - p'}{p'r} = n \frac{r - p}{pr} \\
9 & n'\xi'_p = n\xi_p + (n' - n)/r
\end{array}$$


Fig. 1.31. Schemă pentru drumuirea paraxială pupilară.

1.4.16. Distanța focală în dependență de abscisele obiect și imagine

$$f' = s'_1 \frac{s'_3}{s_3} \cdot \frac{s'_5}{s_5} \dots \frac{s'_{k-1}}{s_{k-1}} \cdot \frac{s'_k}{s_k} \quad (1.89)$$

$$\tilde{f} = -f' \frac{n_0}{n_{k+1}}. \quad (1.90)$$

1.4.17. Puterea unitară

Pentru $s = -\infty$ rezultă:

$$\varphi' = h_k/s'_k \quad \text{și} \quad f' = s'_k/h_k, \quad \text{iar} \quad \varphi' f' = 1 \quad (1.91)$$

cind

$$f' = 1, \quad s_k = h_k. \quad (1.92)$$

1.4.18. Legătura dintre invariantii paraxiali Q_s și Q_p

$$Q_s - Q_p = \frac{n}{p} - \frac{n}{s} = n \frac{s - p}{ps}; \quad (1.93)$$

$$Q_{s1} - Q_{p1} = n_0 \frac{s_1 - p_1}{p_1 s_1} = \frac{1}{k_1} \cdot \frac{1}{h_1}; \quad (1.94)$$

$$\frac{k_k}{h_k} = \frac{k_1}{h_1} - \sum_{j=3}^k \frac{d_{j-1}}{n_{j-1} \cdot h_{j-2} \cdot h_j}; \quad (1.95)$$

$$P_1 = k_1/h_1 = p_1(s_1 - p_1)/n_0 s_1; \quad (1.96)$$

$$E = \sum_{j=3}^k \frac{d_{j-1}}{n_{j-1} \cdot h_{j-2} \cdot h_j}; \quad (1.97)$$

$$k_j = (P_1 - E_j) h_j = h_j(k_1/h_1 - E_j); \quad (1.98)$$

$$h_j^3 k_j = \frac{k_1}{h_1} \cdot h_j^4 - E_j h_j^4. \quad (1.99)$$

1.5. Reprezentarea optică reală (în dioptricia de ordinul III)

1.5.1. Aberrațiile cromatice

1.5.1.1. *Expresiile aberrațiilor cromatică axială și traesversală.* În fig. 1.32 se observă că fiecărei radiații îi corespunde o abscisă imagine. Se definesc:

a. *Aberrația cromatică axială*

$$ds'_c = s'_c - s'_d; \quad ds'_F = s'_F - s'_d; \\ ds'_\lambda = s'_\lambda - s'_{\lambda_0} = \alpha ds_{\lambda 1} - \frac{C_s}{n_{k+1}} \left(\frac{s'}{h'} \right)_k^2, \quad (1.100, a)$$

în care C_s reprezintă coeficientul lui Seidel pentru aberrația cromatică axială;

$$C_x = \sum_{j=1}^k h_j^2 Q_{sj} \Delta \left(\frac{dn}{n} \right)_j. \quad (1.100, b)$$

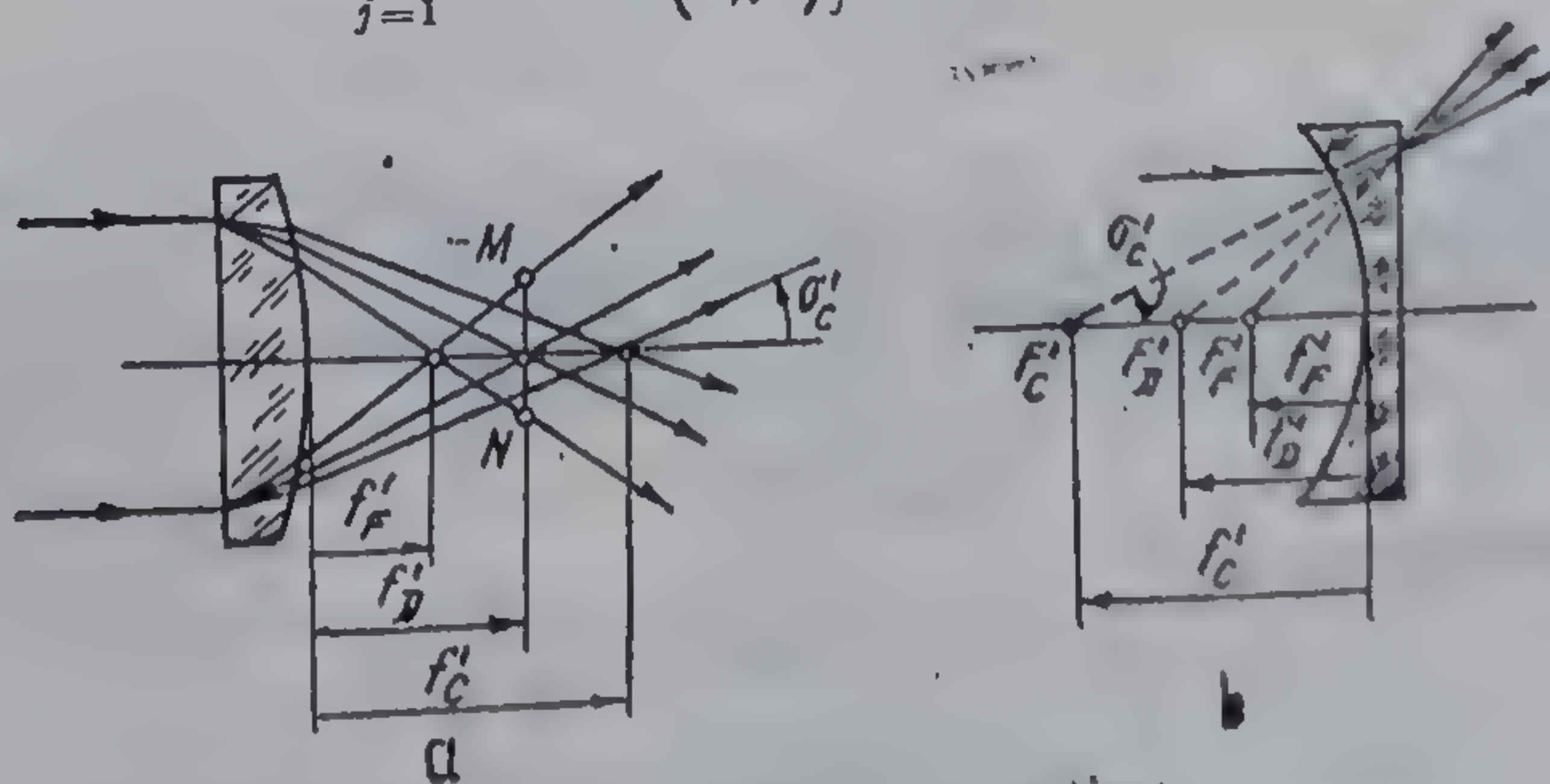


Fig. 1.32. Aberrațiile cromatice:
a — lentile convergente; b — lentile divergente.

b. *Aberația cromatică de mărire*

$$\frac{d\beta'}{\beta'} = Cy + \frac{ds'_\lambda}{s' - p'} - \frac{ds_\lambda}{s - p}, \quad (1.101a)$$

în care $C_y = Q_s kh \Delta \left(\frac{dn}{n} \right) - \Delta \left(\frac{dn}{n} \right), \quad (1.101, b)$

reprezintă coeficientul aberației cromatice de mărire.

1.5.1.2. *Aberațiile cromatice pentru diferite sisteme optice. a. Lame plan paralele și prisme:*

$$ds'_{\lambda k} = \alpha ds_{\lambda 1} + \left(\frac{h}{s} \right)_1^2 \frac{dn}{n^2} \cdot d \cdot \frac{1}{n_4} \left(\frac{s'}{s} \right)_3^2, \quad (1.102)$$

$$ds'_{\lambda k} = \alpha ds_{\lambda 1} + d \, dn/n^2,$$

în care d reprezintă grosimea lamei sau drumul geometric prin prismă.

b. *Lentile infinit subțiri.*

$$ds'_\lambda = - \left(\frac{s'}{h'} \right)^2 h^2 \frac{\varphi'}{v} = - \frac{s'^2}{v f'}; \quad (1.103, a)$$

$$\frac{d\beta'}{\beta'} = ds'_\lambda / (s' - p') + h k \varphi' / v. \quad (1.104)$$

Pentru $s = -\infty$ rezultă $s' = f' = 1/\varphi'$ și $ds'_{\lambda\infty} = df' = -f'/v$. (1.103, b)

Aberațiile cromatice sînt nule cînd dispersorul lentilei este nul:

$$\varphi'/v = 0. \quad (1.105)$$

c. *Simplete infinit subțiri.*

$$\sum_{j=1}^k \left(\frac{\varphi'}{v} \right)_j = \frac{\varphi'_1}{v_1} + \frac{\varphi'_2}{v_2} + \dots + \frac{\varphi'_k}{v_k} = 0. \quad (1.106)$$

d. *Dublete infinit subțiri*

$$C_y = h_1 k_1 \frac{\varphi'_1}{v_1} + h_2 k_2 \frac{\varphi'_2}{v_2} = 0. \quad (1.107)$$

Pentru $v_1 = v_2$ și $s' = +\infty$ rezultă condiția pentru eliminarea aberațiilor cromatice la ocularele de tip Ramsden și Huygens:

$$\varphi'_1 + \varphi'_2 - 2e\varphi'_1\varphi'_2 = 0. \quad (1.108)$$

$$e = (f'_1 + f'_2)/2. \quad (1.109)$$

și

Se recomandă:

$$e = (f'_1 + f'_2)/(2 - f'_2/p), \quad (1.110)$$

în care p este distanța de la lentila de cîmp pînă la pupila de intrare, f'_1 — focala lentilei de ochi și f'_2 — focala lentilei de cîmp (la oculare).

Observație: Dacă sistemele lenticulare sînt urmate de prisme, atunci se calculează mai întîi coeficientul lui Seidel pentru prisme și apoi se introduce în membrul doi al ecuației (1.106) sau (1.107), pentru compensarea aberațiilor celor două sisteme optice.

1.5.2. Aberațiile de sfericitate

1.5.2.1. *Expresiile aberațiilor de sfericitate axială și transversală.* Variația abscisei imagine cu înălțimea de incidență H ori cu unghiul de deschidere $2\sigma_1$ cauzează apariția aberațiilor de sfericitate. Conform fig. 1.33, aberația de sfericitate (de deschidere) poate fi axială $ds'_H = \tilde{s}'_H - s'$ și transversală (de mărire) $2 dy'_H = 2 ds'_H \tan \sigma'_H$.

Pentru $ds'_H < 0$, lentila este subcorectată, iar pentru $ds'_H > 0$ aceasta este supracorectată.

Aberația sferică axială este dată de expresia

$$ds'_k = \alpha_k ds_1 - \frac{1}{2} \frac{s_k'^2}{h_k^2} \cdot \frac{H_0^2}{n_{k+1}} \cdot \mathcal{S}, \quad (1.111)$$

în care coeficientul lui Seidel ζ are valoarea:

$$\mathcal{S} = \sum_{j=1}^k h^4 \left[Q_{sj}^2 \Delta \left(\frac{\xi}{n} \right)_j + \varepsilon_j \frac{\Delta(n)_j}{r_j^3} \right]. \quad (1.112)$$

Pentru $s = -\infty$ expresia aberației devine

$$ds' = L = -\frac{1}{2} f'^2 H_0^2 \mathcal{S}. \quad (1.113)$$

Aberația sferică transversală se calculează cu formula

$$dy'_k = dy_{k+1} = \beta' dy_1 - \frac{1}{2} \frac{s'}{n'} \left[Q_{sj}^2 \Delta \left(\frac{\xi}{n} \right)_j + \varepsilon_j \frac{\Delta(n)_j}{r_j^3} \right] H^3. \quad (1.114)$$

Cînd aberația obiectului este nulă ($dy_1 = 0$), rezultă:

$$dy'_k = dy_{k+1} = -\frac{1}{2} \frac{s'_k}{h_k} \cdot \frac{H_0^3}{n_{k+1}} \cdot \mathcal{S}. \quad (1.115)$$

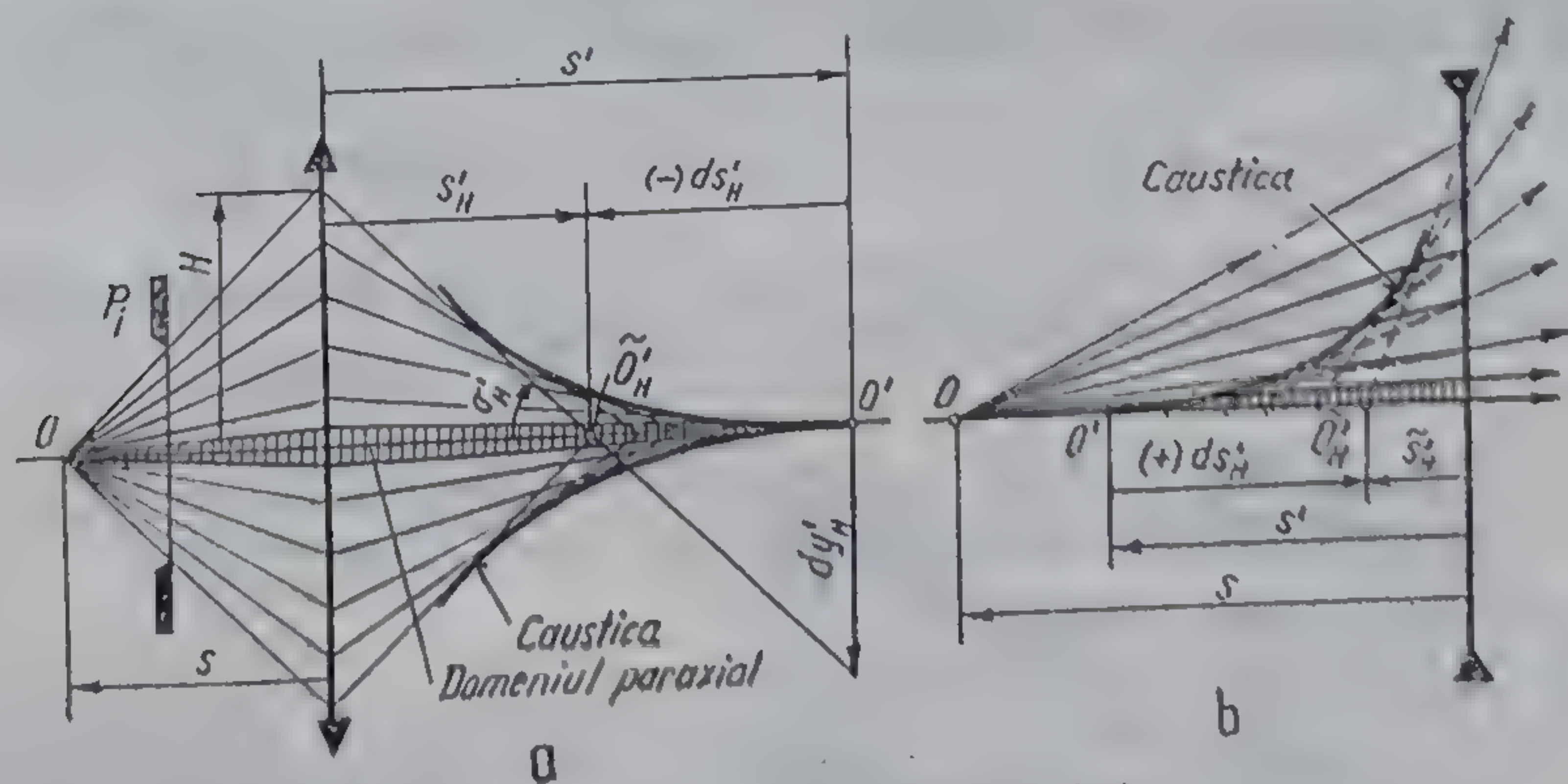


Fig. 1.33. Caustica aberației sferice:
a — lentile convergente; b — lentile divergente.

Aberațiile sînt nule pentru $\zeta = 0$.

$$s = \sum_{j=1}^h h_j^4 Q_{j,j}^2 \Delta \left(\frac{\xi}{n} \right)_j = \sum h^4 Q^*. \quad (1.116)$$

Aberațiile sînt nule cînd $Q^* = 0$.

Pentru calculul lentilelor infinit subțiri se folosește ecuația

$$Q^* = A\gamma^2 - 2B\gamma + C = 0, \quad (1.117, a)$$

în care: $A = \frac{n+2}{n} \varphi'$; $B = \frac{2(n+1)}{n} \cdot \tau \varphi' = 2D\tau$;

$$C = \frac{3n+2}{n} \cdot \tau^2 \varphi' + \frac{n^2}{4(n-1)^2} \varphi'^3;$$

$$D = \frac{n+1}{n} \cdot \varphi'; \quad E = \frac{2n+1}{n} \tau \varphi' \quad (1.117, b)$$

$$\tau = (\xi_1 + \xi_3)/2 = \xi_1 + \varphi'/2 = \xi_3 - \varphi'/2; \quad \gamma = (\rho_1 + \rho_3)/2 \text{ (cambrura)}$$

$$\xi_3 - \xi_1 = \varphi' = (n-1)(\rho_1 - \rho_3); \quad P = D\gamma - E.$$

1.5.2.2. *Ecuația de lipire a două lentile.* Două lentile pot fi lipite dacă este satisfăcută condiția $\rho_3 = \rho_5$, adică

$$\gamma_2 = \gamma_1 - \left[\frac{\varphi'_1}{2(n_2 - 1)} + \frac{\varphi'_2}{2(n_6 - 1)} \right]. \quad (1.118)$$

Aberațiile de sfericitate sînt nule în următoarele cazuri: 1) obiectul este situat în vîrfurile dioptrului ($s = 0 \rightarrow s' = 0$); 2) obiectul este situat în centrul dioptrului ($s = r \rightarrow s' = r$); 3) obiectul și imaginea sînt situate în punctele aplanetice ale sferei $s = r(1 + n'/n) \rightarrow s' = r(1 + n/n')$; fig. 1.34.

1.5.2.3. *Metode de corectare a aberațiilor de sfericitate.* 1) metoda combinării: $\sum h^4 Q^* = 0$ (v. ec. 1.116); 2) metoda dedublării (se înlocuiește o lentilă prin două lentile lipite ori separate); 3) metoda deformării suprafeței refractante (se adoptă diferite valori pentru ϵ , în ec. 1.112, astfel încît paranteza pătrată să fie nulă și dacă $dy_1 = 0$); 4) metoda interstițiului de aer (se variază distanța dintre două lentile).

Formulele pentru calculul coeficientului lui Seidel și aberației de sfericitate la diferite sisteme optice sînt date în tabelul 1.9.

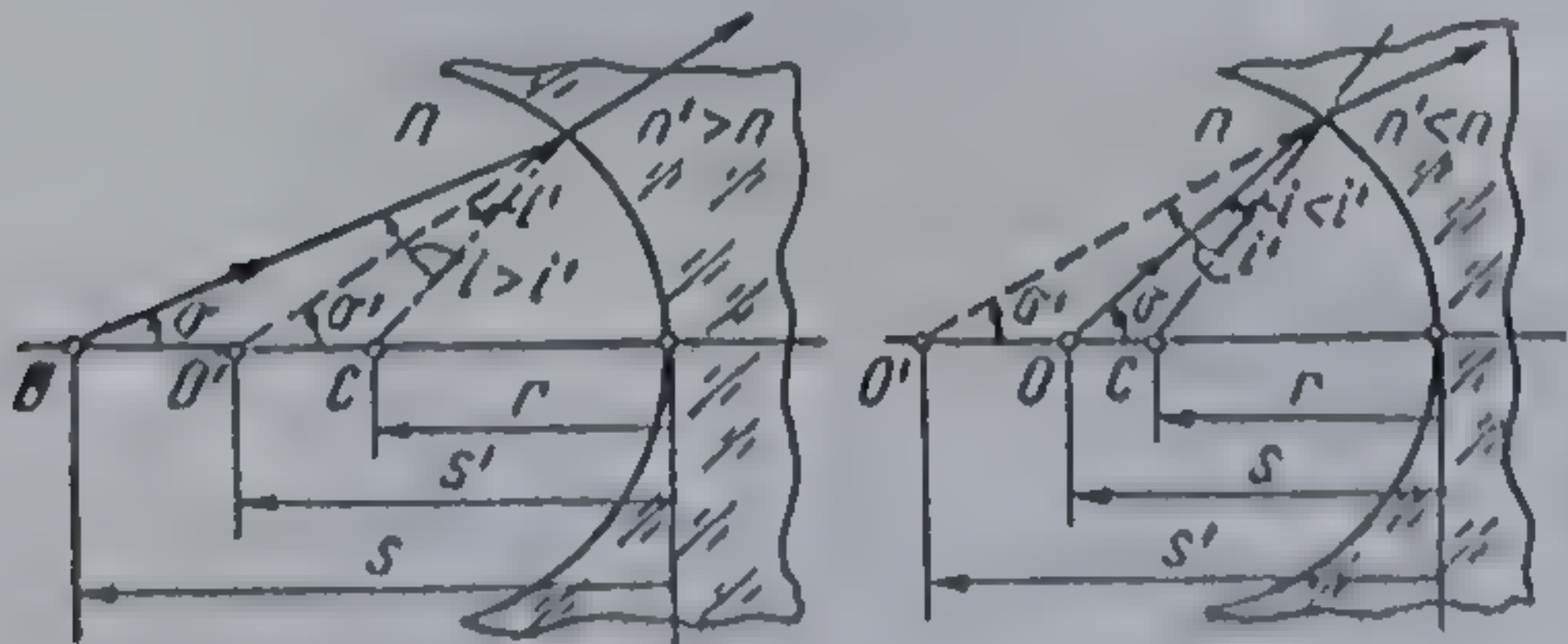


Fig. 1.34. Abscisele punctelor aplanetice ale dioptrului sferic.

Tabelul 1.9. Valoarea coeficientului S și aberația de sfericitate ds' pentru diferite sisteme optice

a. Diptroul plan refractant

$$S = -h^4 \frac{n'^3 - n^3}{n'^2} \cdot \frac{n}{s^3} = -h^4 \frac{n'^3 - n^3}{n^2} \cdot \frac{n'}{s'^3};$$

$$ds' = \frac{1}{2} \frac{n's}{n} A^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n'^2} \right).$$

b. Lama plan-paralelă de grosime d

$$S = -\frac{n^3 - 1}{n^3} \left(\frac{h'}{s'} \right)^4 d = -\frac{n^2 - 1}{n^3} \left(\frac{h}{s} \right)^4 d;$$

$$ds' = \frac{n^2 - 1}{2n^3} d \operatorname{tg}^2 i = \frac{dA^2(n^2 - 1)}{2n^3};$$

$$A = \text{apertura} = n_0 \sin \sigma_0.$$

c. Prisme reflectoare

Aceleași formule ca la lame plan-paralele

d. Oglinzi curbe

$$S = h^4 \varphi'^3 [(1 + 2\xi/\varphi')^2 + \epsilon]/4 = h^4 \varphi'^3 [(1 - 2\xi'/\varphi')^2 + \epsilon]/4.$$

Aberația $ds' = 0$ atunci când:

$s = r$ și $\epsilon = 0$ (sferă); $s = -\infty$ și $\epsilon = -1$ (paraboloid);

$$\epsilon = -(1 + 2\xi/\varphi')^2 = -(1 - 2\xi'/\varphi')^2.$$

e. Dioptrul sferic refractant

$$\epsilon = 0 \rightarrow S = h^4 Q_s \Delta(\xi/n);$$

$$ds' = \frac{s'^2 h^2 n^2}{2n' h'^2} (1/r - 1/s)^2 (1/n's' - 1/ns) H_0^2.$$

f. Lentila infinit subțire

$$S = h^4 Q^* = h^4 (A\gamma^2 - 2B\gamma + C).$$

Pentru $ds = 0$, $s = -\infty$, $h = 1$, $s' = f'$ se obține

$$ds' = L = -\frac{1}{2} f'^2 H_0^2 Q^*.$$

g. Sisteme alcătuite din lentile infinit subțiri și infinit apropiate

$$h_1 = h_2 = \dots = h_k;$$

$$S = h^4 \sum_{j=1}^k Q_j^* = h^4 \sum_{j=1}^k (A\gamma^2 - 2B\gamma + C)$$

h. Sisteme alcătuite din lentile infinit subțiri situate la distanțe finite

$$h_1 \neq h_2 \neq \dots \neq h_k;$$

$$s = \sum_{j=1}^k h_j^2 Q_j;$$

i. Lentile cu aberații minime

$$s = -\infty \rightarrow r_1/r_2 = (2n^2 - n - 4)/n(2n + 1);$$

$$s \neq -\infty \rightarrow C_1/f_1'^2 + C_2/af' - C_3/r_1 f' = 0;$$

$$C_1 = (2n + 1)/(n - 1); \quad C_2 = 4(n + 1)/n;$$

$$C_3 = 2(n + 2)/n;$$

a și a' sînt abscisele obiect și respectiv imagine; alte indicații în § 3.1.4.

1.5.3. Aberația de coma

1.5.3.1. Condiția sinusurilor (condiția lui Abbe). Cu notațiile din fig. 1.35 se poate scrie condiția sinusurilor formulată de Ernst Abbe:

$$\tilde{\beta}'_k = \tilde{\beta}'_0 = \frac{n_0 \sin \tilde{\sigma}_0}{n_{k+1} \sin \tilde{\sigma}_{k+1}} = \frac{n_0 \sigma_0}{n_{k+1} \sigma_{k+1}} = \frac{y_{k+1}}{y_0} = \text{const.} \quad (1.119)$$

$$\text{de unde: } n_0 y_0 \sin \sigma_0 = n_{k+1} y_{k+1} \sin \sigma_{k+1} = \text{const.} \quad (1.120)$$

Pentru $s = -\infty$ condiția sinusurilor devine:

$$n_0 y_0 \sin \sigma_0 = n_{k+1} y_{k+1} \sin \sigma_{k+1} = f' = \text{const.} \quad (1.121)$$

Cînd unghiul de deschidere σ_0 este mic, se poate scrie:

$$d\beta'/\beta' = (\tilde{\beta}' - \beta'_0)/\beta'_0 = 0, \text{ pentru } s \neq -\infty \quad (1.122)$$

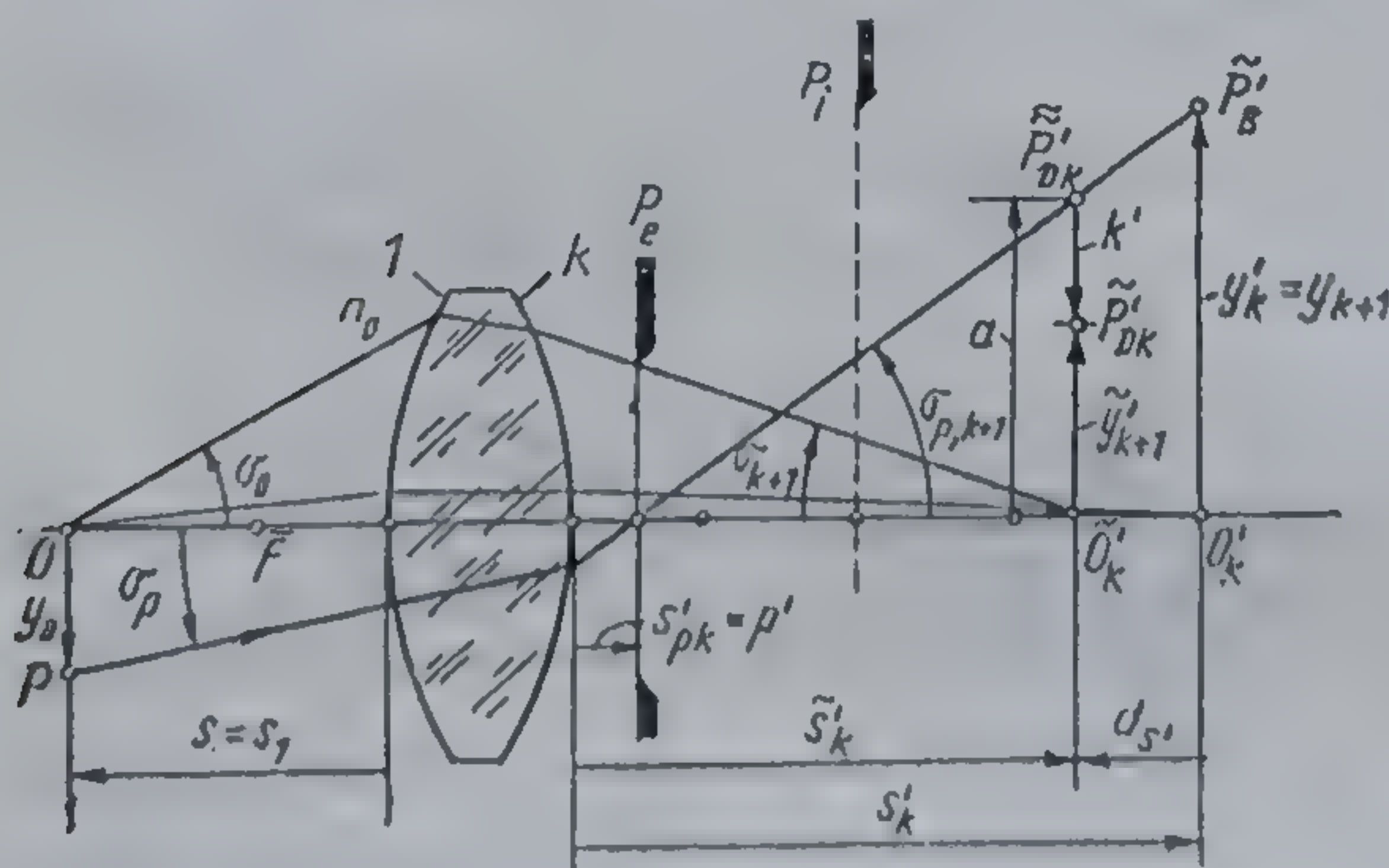


Fig. 1.35: Schemă pentru calculul aberației de coma.

și $df'/f' = (\tilde{f}' - f')/f' = 0$, pentru $s = -\infty$, (1.123)

$f' = H/\operatorname{tg} \sigma_{k+1}$ reprezintă focala paraxială (1.29), iar

$\tilde{f}' = H/\sin \sigma_{k+1}$ — focala aplanetică. (1.124)

Satisfacerea condiției (1.124) înseamnă curbarea suprafeței principale imagine cu raza $r_H' = \tilde{f}'$.

$$\frac{d\beta'}{\beta'} = \frac{ds'}{s' - p'} - \frac{ds}{s - p} + \frac{1}{2} H_0^2 \mathcal{B}, \quad (1.125)$$

în care coeficientul aberației de coma are valoarea:

$$\mathcal{B} = \mathcal{B}_2 - \mathcal{B}_1 = \sum_{j=1}^k h_j^3 k_j Q_{sj}^2 \Delta\left(\frac{\xi}{n}\right)_j - \sum_{j=1}^k h_j^2 Q_{sj} \Delta\left(\frac{\xi}{n}\right)_j. \quad (1.126)$$

Pentru $s = -\infty$ se poate scrie:

$$\frac{df'}{f'} = \frac{f'}{s' - p'} ds' + \frac{H_0^2}{2} f' \mathcal{B}. \quad (1.127)$$

Se observă că aberația de coma este nulă atunci când aberațiile de sfericitate sînt nule și când coeficientul $\mathcal{B} = 0$.

1.5.3.2. Coeficientul aberației de coma \mathcal{B} pentru diferite sisteme.

a. Oglinda curbă.

$$\mathcal{B} = k\delta/h - h^2 P, \text{ pentru } s \neq -\infty, \quad (1.129)$$

$$\mathcal{B} = \varphi'^2/2, \text{ pentru } s = -\infty \text{ și } ds' = 0. \quad (1.130)$$

b. Două oglinzi sferice concave.

$$\mathcal{B} = (\varphi'_1 + \varphi'_2 - e\varphi'_1\varphi'_2)^2/2. \quad (1.131)$$

c. Lame plan-paralele și prisme.

$$\mathcal{B} = -\frac{h_1^3}{s^3} \frac{n^2 - 1}{n^3} d. \text{ (diafragma situată pe primul dioptru)} \quad (1.132)$$

d. Lentile sferice înfinit subțiri.

$$\mathcal{B} = h^3 k Q^* - h^2 P; \quad (1.133)$$

$$P = \sum_{j=1}^3 Q_{sj} \Delta\left(\frac{\xi}{n}\right)_j = Q_{s1} \Delta\left(\frac{\xi}{n}\right)_1 + Q_{s3} \Delta\left(\frac{\xi}{n}\right)_3 = D_Y - E. \quad (1.134)$$

$$Q^* = Q_{s1}^2 \Delta\left(\frac{\xi}{n}\right)_1 + Q_{s3}^2 \Delta\left(\frac{\xi}{n}\right)_3 = A_Y^2 - 2B_Y + C. \quad (1.135)$$

Pentru un obiect stigmatic situat la infinit se poate scrie:

$$ds = 0; ds' = 0; s' = f'; p' = 0; d\beta' = ds' - H_0^2 f'^2 P/2. \quad (1.136)$$

Lentilele sferice corectate de aberațiile de sfericitate și de coma sint lentilele aplanetice ale căror caracteristici sint redată în tabelul 3.2.

e. *Simplete*. Dacă diafragma de deschidere este situată în planul principal se poate scrie: $k = 0$, $h = 1$ și

$$\frac{d\beta'}{\beta'} = \Delta\left(\frac{ds}{s}\right) - \frac{H_0^2}{2} \sum_{j=1}^k P_j, \text{ pentru } s \neq -\infty; \quad (1.137)$$

$$d\beta' = ds' - \frac{H_0^2}{2} f' \sum_{j=1}^k P_j. \quad (1.138)$$

1.5.4. Astigmatismul

Astigmatismul apare la reprezentarea obiectelor extraaxiale, cînd unui punct obiect P îi corespunde în spațiul imagine o figură care depinde de poziția planului de proiecție (fig. 1.36). În două plane diferite iau naștere o imagine sagitală P'_s și una meridiană P'_m . Distanța dintre acestea reprezintă diferența astigmatică $A = \tilde{s}'_m - \tilde{s}'_s$.

Cu notațiile din fig. 1.37 pot fi deduse următoarele relații:

$$\Delta(1/nR) = \mathcal{P} - (1 + k) \mathcal{A}, \quad (1.139)$$

în care \mathcal{A} reprezintă coeficientul lui Seidel pentru astigmatism și \mathcal{P} — coeficientul lui Petzval.

Pentru planele sagital și meridian, ec. (1.39) devine

$$\Delta(1/nR_s) = \mathcal{P} - \mathcal{A} \text{ și } \Delta(1/nR_m) = \mathcal{P} - 3\mathcal{A}. \quad (1.140)$$

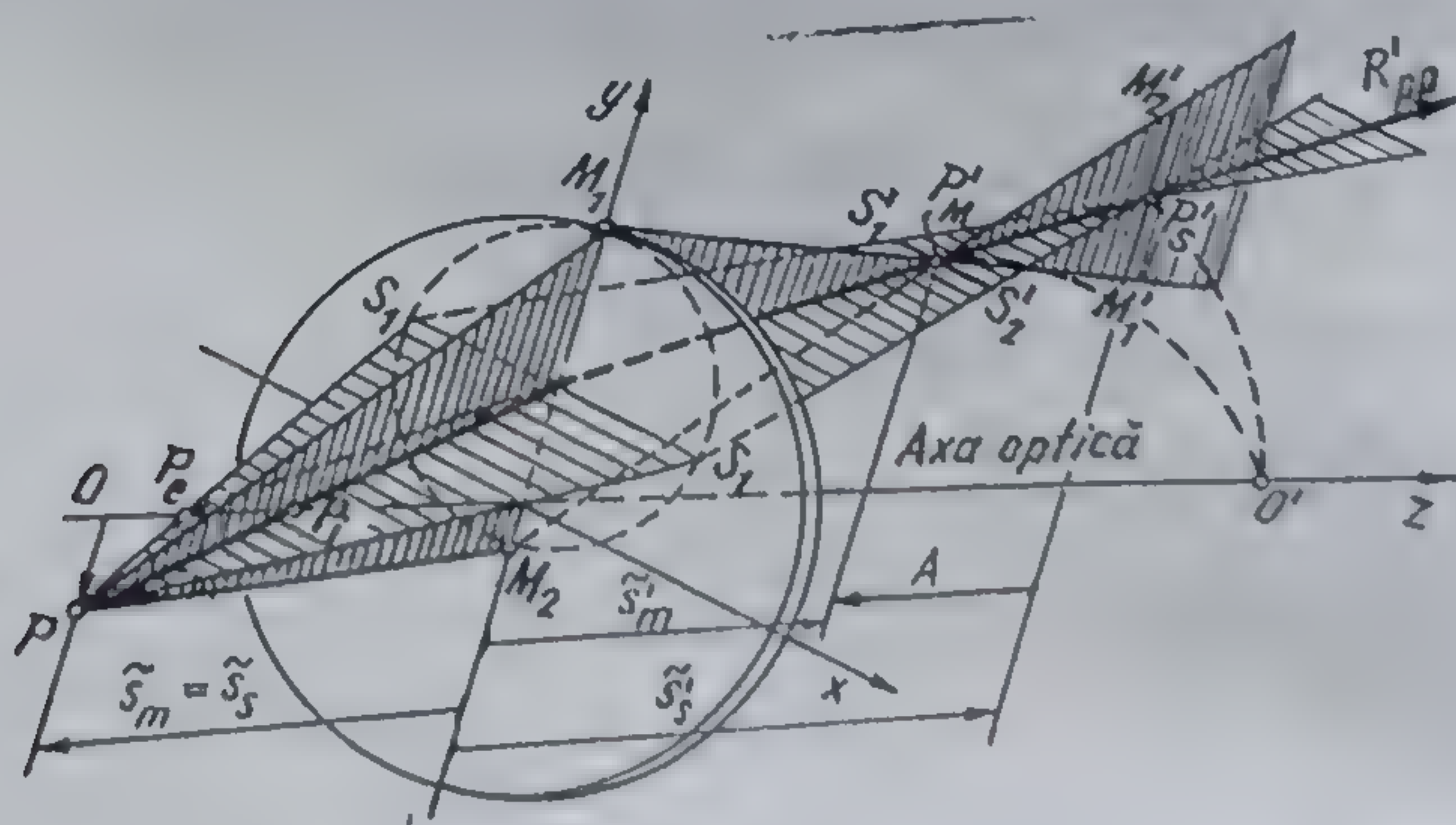


Fig. 1.36. Imaginile sagitală și meridiană ale unui punct obiect.

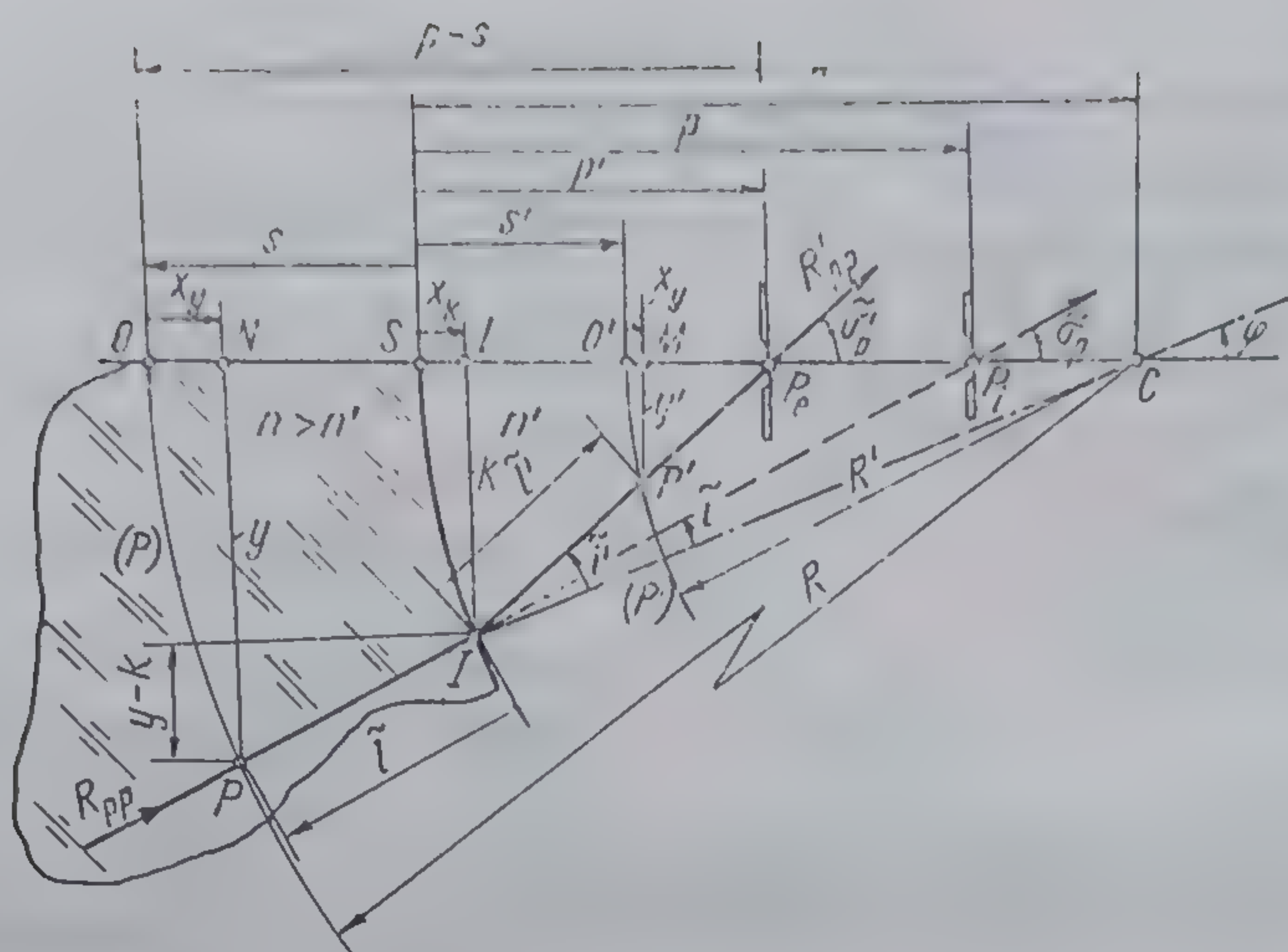


Fig. 1.37. Schemă pentru calculul astigmatismului.

Valoarea medie este

$$\Delta(1/nR_m) = \mathcal{P} - 2\mathcal{A} = \mathcal{C}; \quad (1.141)$$

$$\mathcal{A} = Q_p^2 \Delta(\xi/n) / (Q_p - Q_s)^2 = \Sigma h^2 k^2 Q_p^2 \Delta(\xi/n) = \Sigma (hkQ_s - 1)^2 \Delta(\xi/n). \quad (1.142)$$

Pentru $\xi_p = \xi'_p = \rho$ rezultă $\mathcal{A} = 0$.

$$\mathcal{A} = h^2 k^2 [Q^* + (n - 1) (\epsilon_1 \rho_1^3 - \epsilon_3 \rho_3^3) - 2 h k \rho + \varphi']. \quad (1.143)$$

Astigmatismul este nul atunci când $\mathcal{A} = 0$.

Dacă punctul P' reprezintă imaginea sagitală (P'_s) sau meridiană (P'_m) a punctului obiect extraaxial P (fig. 1.38), atunci se poate efectua calculul astigmatismului în raport cu planul Gaussian conform tabelului 1.10.

Astigmatismul diferitelor elemente optice în planul imagine paraxial se calculează cu formulele din tabelul 1.11.

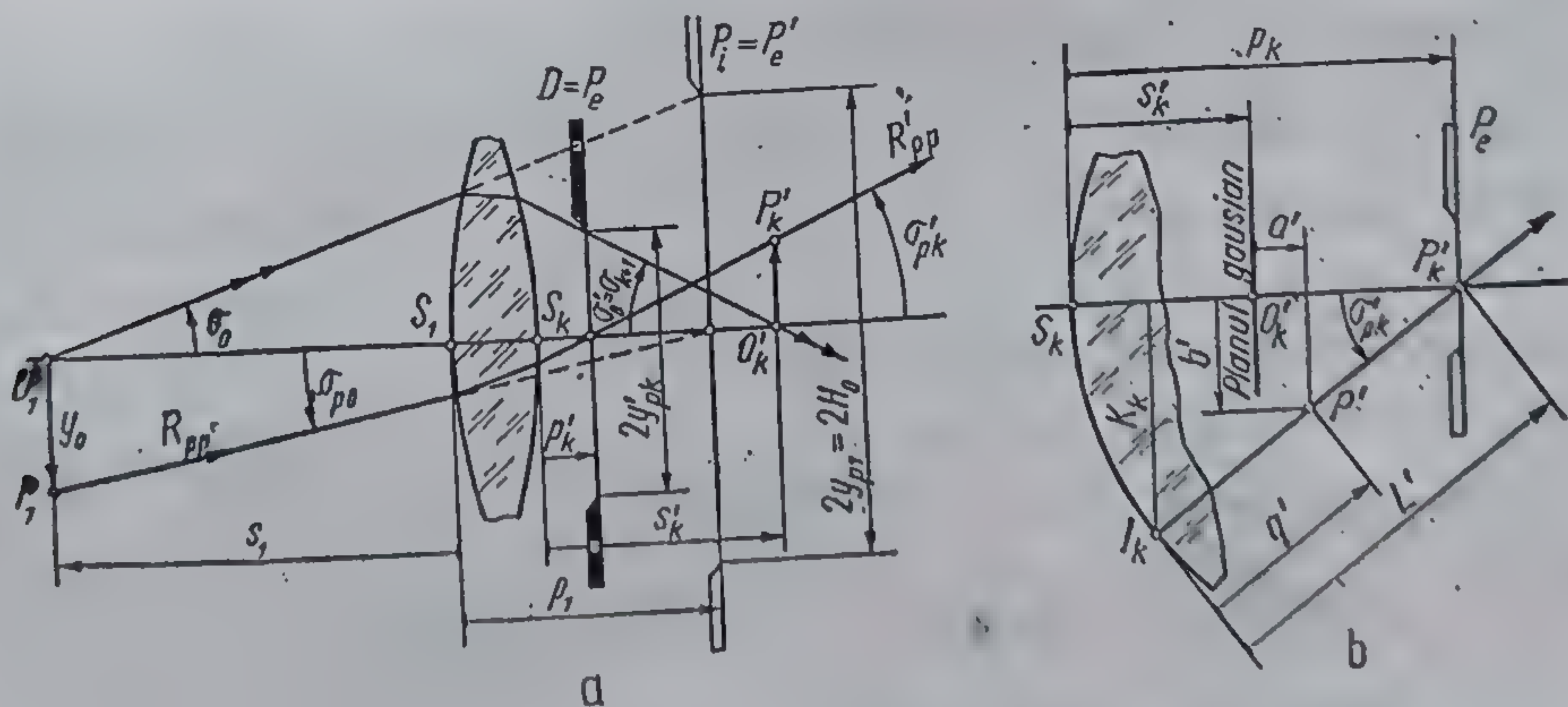


Fig. 1.38. Schemă pentru calculul astigmatismului:
a — cîmpul unghiular; b — poziția imaginii față de planul Gaussian.

Tabelul 1.10. Calculul astigmatismului

Relațiile de calcul	Mărimile de calculat
$\varphi_j = \tilde{\sigma}_{j+1} - \tilde{i}_j = \tilde{\sigma}'_{j+1} - \tilde{i}'_j$	$\tilde{\varphi}; \sin \tilde{\varphi}; K; -\tilde{d}$
$K_j = -r_j \sin \tilde{\varphi}_j$	
$\tilde{d}_{j+1} = \frac{K_j - K_{j+1}}{\sin \tilde{\sigma}_{j+1}}$	
$\psi = \frac{n' \cos \tilde{i}' - n \cos \tilde{i}}{r}$	$\cos \tilde{i}'; \cos \tilde{i}; -n' \cos \tilde{i}'; -n \cos \tilde{i}$ $n' \cos \tilde{i}' = n \cos \tilde{i}; \psi; n' \cos^2 \tilde{i}'; n \cos^2 \tilde{i}$
$\tilde{s}_{sj} = \tilde{s}'_{sj-2} - \tilde{d}_{j-1}$	$\tilde{s}_s; n/\tilde{s}_s; n'/\tilde{s}'_s; \tilde{s}'_s$
$\frac{n'}{s'_s} = \frac{n}{s_s} + \psi$	
$L' = -\frac{K}{\sin \tilde{\sigma}'_p}$	$\sin \tilde{\sigma}'_p; \cos \tilde{\sigma}'_p; L'$
$a'_s = p' - s' - (L' - \tilde{s}'_s) \cos \tilde{\sigma}'_p$	$L' - \tilde{s}'_s; p' - s'$
$b'_s = -(L' - \tilde{s}'_s) \sin \tilde{\sigma}'_p$	$-(L' - \tilde{s}'_s) \cos \tilde{\sigma}'_p$
$\tilde{s}_{mj} = \tilde{s}'_{mj+2} - \tilde{d}_{j-1}$	$a'; b'_s; \tilde{s}_m$
$\frac{n' \cos^2 \tilde{i}'}{\tilde{s}'_m} = \frac{n \cos^2 \tilde{i}}{\tilde{s}_m}$	$n \cos^2 \tilde{i}/\tilde{s}_m; n' \cos^2 \tilde{i}'/\tilde{s}'_m; \tilde{s}'_m$
$a_m = p' - s' - (L' - \tilde{s}'_m) \cos \tilde{\sigma}'_p$	$L' - s'; -(L' - \tilde{s}'_m) \cos \tilde{\sigma}'_p; a'_m; b'_m$
$b'_m = -(L' - \tilde{s}'_m) \sin \tilde{\sigma}'_p$	

Tabelul 1.11. Astigmatismul sistemelor optice în raport cu planul Gaussian (fig. 1.38, b)
pentru $s_m = s_s = -\infty$

- a. Dioptrul sferic refractant: $db' = -n^2 \sin^2 \tilde{i}_p \cos \tilde{\sigma}'_p / n' \psi$
Se observă că $db' = 0$ pentru $\tilde{i}_p = 0$, adică pentru $p = r$.
- b. Dioptrul plan refractant: $r = \infty; \psi = 0; db' = -n^2 f' \tilde{i}_p^2 / n'^2$
Pentru unghiuri i'_p mici rezultă $db' = -\left[\frac{n(p-r)}{n'r}\right] \sigma_p^2 f'$.
- c. Oglinda curbă: $db' = f' i_p^2 = -\left(\frac{p-r}{r}\right)^2 \sigma_p^2 f'$.
- d. Lentila infinit subțire: $db' = -\frac{\sin^2 \tilde{i}_p \cos \tilde{i}_p}{\psi_1 + \psi_2}$
 $\psi_1 + \psi_2 = \frac{n \cos \tilde{i}'_p - \cos \tilde{i}_p}{r_1} + \frac{\cos \tilde{i}_p - n \cos \tilde{i}'_p}{r_2} = \frac{\Phi'}{n-1} (n \cos \tilde{i}'_p - \cos \tilde{i}_p)$
Pentru unghiuri i_p mici: $db' = -f' \text{tg } \sigma_p^3$.
- e. Lame plan-paralele și prisme: $db' = d(n^3 - 1) \sigma_p^3 / n^3$

1.5.5. Curbura de câmp

1.5.5.1. Curbura de câmp și coeficientul lui Petzval.

$$\mathcal{C} = \mathcal{D} - 2\mathcal{A} = (1/n'R'_s - 1/n'R'_m)/2; \quad (1.144)$$

$$\mathcal{D} = \sum_{j=1}^k -\frac{1}{n_{j-1}} \cdot \frac{n_{j+1} - n_{j-1}}{n_{j+1}r_j} - \sum_{j=1}^k \rho_j \left(\frac{1}{n_{j+1}} - \frac{1}{n_{j-1}} \right); \quad (1.145)$$

$$\mathcal{D} = \sum_{j=1}^k \rho_j \left(\frac{n_{j-1} - 1}{n_{j-1}} - \frac{n_{j+1} - 1}{n_{j+1}} \right); \quad (1.146)$$

$$\mathcal{D} = - \sum \frac{\varphi'}{n} = \frac{\varphi'_0}{n_0} + \frac{\varphi'_2}{n_2} + \dots + \frac{\varphi'_{k+1}}{n_{k+1}}. \quad (1.147)$$

În formulele de mai sus, R'_s și R'_m reprezintă razele de curbură ale suprafețelor imagine sagitală și respectiv meridiană, iar \mathcal{D} este coeficientul lui Petzval.

Curbura de câmp $\mathcal{C} = 0$ atunci când $\mathcal{D} = \mathcal{A} = 0$.

1.5.5.2. Coeficienții \mathcal{A} și \mathcal{D} pentru diferite sisteme.

a. *Lame plan-paralele:*

$$\mathcal{A} = -\frac{n^2 - 1}{n^3} \cdot \frac{d}{(s - p)_1^2}; \quad \mathcal{D} = 0; \quad (1.148)$$

$$\mathcal{C}_{medie} = \mathcal{D} - 2\mathcal{A} = \frac{2(n^2 - 1)d}{n^3(s - p)^2}. \quad (1.149)$$

Pentru obiecte plane și lame (prisme), situate în aer razele de curbură ale suprafețelor imagine sînt:

$$R'_s = (s - p)^2 n^3 / d(n^2 - 1); \quad R'_m = (s - p)^2 n^3 / (n^2 - 1) 3d = R'_s / 3.$$

b. *Oglinda deformată.*

$$\mathcal{D} = \frac{1}{r} \Delta \left(\frac{1}{n} \right) = \frac{1}{r} [-1 - (+1)] = -\frac{2}{r} = +\varphi'. \quad (1.150)$$

Pentru $s = -\infty$, $p = r$.

c. *Oglinda sferică.*

$$\mathcal{D} = \varphi'; \quad \text{Dacă } p = 0, \mathcal{A} = \varphi' \text{ și } \mathcal{D} - \mathcal{A} = 0. \quad (1.151)$$

d. *Două oglinzi sferice concave.*

$$P = \varphi + \varphi'; \quad \mathcal{A} = \mathcal{D} - \left(\frac{h}{h'} \cdot P - \frac{h'}{h} \cdot P' \right) d; \quad (1.152)$$

$$P = kh \left(Q + \frac{\varphi'^3}{4} \cdot \varepsilon \right); \quad P' = k'h' \left(Q' + \frac{\varphi'^3}{4} \cdot \varepsilon \right); \quad (1.153)$$

$$\frac{k'}{h'} - \frac{k}{h} = -\frac{d}{hh'}.$$

e. Lentile infinit subțiri.

$$\mathcal{A} = h^2 k^2 Q^* - 2hkP + \Sigma \varphi'; \quad (1.154)$$

$$\Sigma \varphi' = \sum_{j=1}^3 \Delta \left(\frac{\xi}{n} \right)_j = \frac{\xi'_1}{1} - \frac{\xi_1}{1} + \frac{\xi'_3}{1} - \frac{\xi_3}{n}; \quad \xi_3 = \xi'_1. \quad (1.155)$$

Cînd diafragma este situată în planul principal:

$$k = p = 0; \quad \mathcal{A} = \varphi' \quad (1.156)$$

$$\rho_s = 1/R'_s = \mathcal{P} - \mathcal{A} = -\varphi'(n+1)/n; \quad (1.157)$$

$$\rho_m = 1/R'_m = \mathcal{P} - 3\mathcal{A} = -\varphi'(3n+1)/n.$$

f. Simplete.

$$\mathcal{A} = h^2 k^2 \Sigma Q^* - 2h \Sigma P + \Sigma \varphi'. \quad (1.158)$$

Astigmatismul și curbura de câmp sînt minime atunci cînd

$$\mathcal{A}_{min} = -\frac{\varphi'}{4n-1} \quad \text{și} \quad \mathcal{C}_{min} = \frac{1-2n}{n(4n-1)} \varphi'. \quad (1.159)$$

1.5.6. Distorsiunea

Distorsiunea apare la reprezentarea obiectelor extraaxiale cu fascicule înguste, deoarece reprezentarea pupilelor are loc cu sistemul necorectat de aberațiile de sfericitate (care sînt corectate doar pentru planele obiect și imagine).

1.5.6.1. Condiția generală de ortoscopie. Din fig. 1.39 se poate deduce condiția generală de ortoscopie:

$$\frac{\text{tg } \tilde{\sigma}'_{p1}}{\text{tg } \tilde{\sigma}_{p1}} = \frac{(s - \tilde{p}_1)(s' - \tilde{p}'_2)}{(s' - \tilde{p}'_1)(s - \tilde{p}_2)} \cdot \frac{\text{tg } \tilde{\sigma}'_{p2}}{\text{tg } \tilde{\sigma}_{p2}}. \quad (1.160)$$

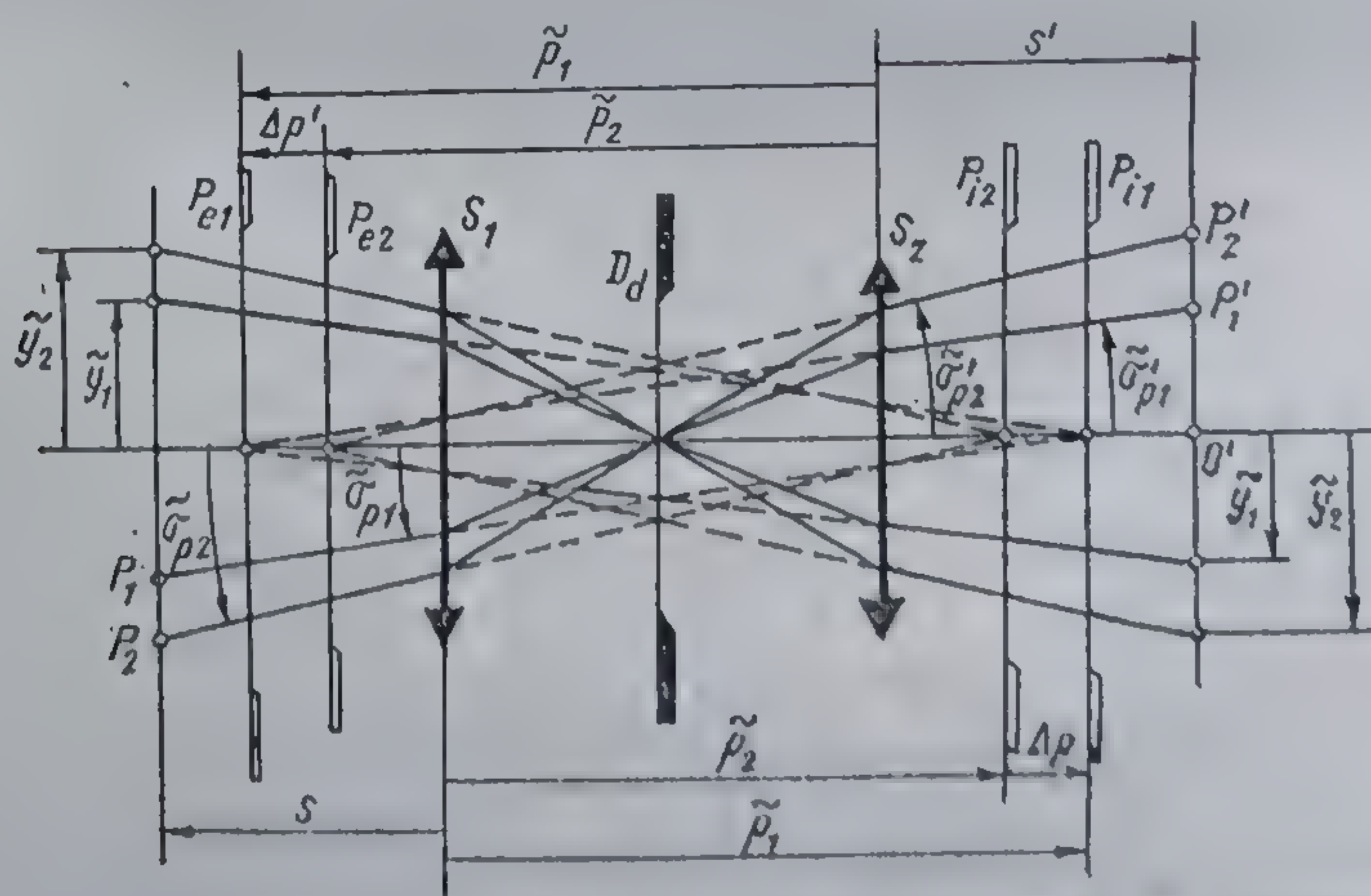


Fig. 1.39. Schemă pentru deducerea condiției generale de astoscopie.

Distorsiunea dată de un dioptru este

$$\begin{aligned}\frac{d\beta'}{\beta'} &= \frac{K_0^2}{2} \left\{ hk \left[Q_p^2 \Delta \left(\frac{1}{np} \right) + \frac{\varepsilon}{r_0^3} \Delta(n) \right] - \frac{1}{r} Q_p \Delta \left(\frac{1}{n} \right) \right\}, \text{ sau} \\ \frac{d\beta'}{\beta'} &= \frac{K_0^2}{2} \left\{ hk \left[Q_s^2 \Delta \left(\frac{1}{ns} \right) + \frac{\varepsilon}{r_0^3} \Delta(n) \right] \right\} + \\ &+ \frac{K_0^2}{2} \left[\left(-3Q_s + \frac{3}{hk} \right) \Delta \left(\frac{1}{ns} \right) - \left(\frac{Q_s}{hk} - \frac{1}{h^2 k^2} \right) \Delta \left(\frac{1}{n^2} \right) \right].\end{aligned}\quad (1.161)$$

1.5.6.2. Distorsiunea dată de un sistem alcătuit din k dioptri.

$$\frac{d\beta'}{\beta'} = \frac{1}{2} n_0^2 \operatorname{tg} \tilde{\sigma}_{p1}^2 \mathcal{D}, \quad (1.162)$$

în care coeficientul lui Seidel pentru distorsiune este dat de expresiile:

$$\mathcal{D} = \sum_{j=1}^k \left[h_j k_j^3 Q_{pj}^2 \Delta \left(\frac{1}{np} \right)_j - k_j^2 \frac{Q_{pj}}{r_j} \Delta \left(\frac{1}{n} \right)_j \right]; \quad (1.163)$$

$$\mathcal{D} = \sum_{j=1}^k \left[h_j k_j^3 Q_{sj}^2 \Delta \left(\frac{1}{ns} \right)_j - k_j^2 Q_{sj} \Delta \left(\frac{1}{n_p} \right)_j \right]; \quad (1.164)$$

$$\mathcal{D} = \sum_{j=1}^k \left\{ h k^3 \left[Q_p^2 \Delta \left(\frac{1}{np} \right)_j + \frac{\varepsilon}{r^3} \Delta(n) \right] - k^2 \frac{Q_p}{r} \Delta \left(\frac{1}{n} \right) \right\}. \quad (1.165)$$

Dacă obiectul este situat în planul focal obiect ($s = \bar{f}$), $s' = +\infty$ și pupila de ieșire nu influențează distorsiunea. Când diafragma de deschidere este situată în fața sistemului, mărirea unghiulară pentru pupile este

$$\gamma_p = \operatorname{tg} \tilde{\sigma}_p' / \operatorname{tg} \tilde{\sigma}_p = nh(s - \tilde{p}) / n'h's \text{ (condiția lui AIRY)}.$$

Distorsiunea este nulă atunci când sistemul optic este simetric față de diafragma de deschidere: $(s' - \tilde{p}') / (s - \tilde{p}) = \text{constant}$ și $\beta' = -1$. Distorsiunea se consideră negativă pentru $d\beta'/\beta' < 0$ și pozitivă pentru $d\beta'/\beta' > 0$.

1.5.6.3. Coeficientul distorsiunii pentru diferite sisteme. a. Oglinda sferică concavă. Oglinda sferică formează imagini nedistorsionate atunci când: diafragma D_a este situată în centrul de curbură sau în vârful dioptrului reflectant. În aceste cazuri imaginea este corectată simultan de astigmatism și coma. Pentru alte poziții $dy'/y' < 0$ (distorsiune negativă, în formă de butoi).

b. Lama plan-paralelă

$$\mathcal{D} = \frac{1}{p-s} \cdot \frac{n^2-1}{n^3} d; \quad dy' = -\frac{1}{2} \frac{n^2-1}{n^3} \left(\frac{y}{s-p} \right)^3 \cdot d. \quad (1.166)$$

c. Lentile infinit subțiri

$$\mathcal{D} = \frac{k}{h} \left[h^2 k^2 Q^* - 3hkP + \left(3 + \frac{1}{n} \right) \Phi' \right]; \quad (1.167)$$

$$\mathcal{D} = hk^3 \sum_1^3 Q_p^2 \Delta \left(\frac{1}{np} \right) - h^2 \sum_1^3 \frac{1}{r} Q_p \Delta \left(\frac{1}{n} \right); \quad (1.168)$$

$$\mathcal{D} = hk^3 Q_p + k^2 P_p + 2k^2 \Phi' \tau_p, \quad (1.169)$$

τ_p fiind proximitatea pupilară medie (v. ec. 1.118).

d. Simplete.

$$\mathcal{D} = \frac{k}{h} [h^2 k^2 \Sigma Q^* - 3hk + 3\Phi - P]. \quad (1.170)$$

1.5.7. Sumele lui Seidel

a. Pentru $s_1 \neq -\infty$.

$$\begin{aligned} \frac{dy'}{s_1 \beta'} = & \frac{1}{2} \frac{(X_1^2 + Y_1^2) Y_1 s_1^3}{n_0 (p_1 - s_1)^3} \sum_1^k I_j - \frac{1}{2} \frac{(X_1^2 + 3Y_1^2) y s_1}{(p_1 - s_1)^2} \sum_1^k II_j + \\ & + \frac{1}{2} \frac{n_0 Y_1 y^2}{s_1 (p_1 - s_1)} \sum_1^k III_j - \frac{1}{2} \frac{n^2 y^3}{s_1^3} \sum_1^k V_j; \end{aligned} \quad (1.171, a)$$

$$\begin{aligned} \frac{dx'}{s_1 \beta'} = & \frac{1}{2} \frac{(X_1^2 + Y_1^2) X_1 s_1^3}{n_0 (p_1 - s_1)^3} \sum_1^k I_j - \frac{X_1 Y_1 y s_1}{(p_1 - s_1)^2} \sum_1^k II_j + \\ & + \frac{1}{2} \frac{n_0 X_1 y^2}{s_1 (p_1 - s_1)} \sum_1^k IV_j. \end{aligned} \quad (1.171, b)$$

b. Pentru $s_1 = -\infty$

$$\begin{aligned} dy' = & -\frac{1}{2} Y_1 (Y_1^2 + X_1^2) \sum_1^k I_j + \frac{1}{2} (3Y_1^2 + X_1^2) \operatorname{tg} \sigma_p \sum_1^k II_j - \\ & - \frac{1}{2} Y_1 \operatorname{tg}^2 \sigma_p \sum_1^k III_j + \frac{1}{2} \operatorname{tg}^3 \sigma_p \sum_1^k V_j; \end{aligned} \quad (1.172, a)$$

$$\begin{aligned} dx' = & -\frac{1}{2} X_1 (Y_1^2 + X_1^2) \sum_1^k I_j + Y_1 X_1 \operatorname{tg} \sigma_p \sum_1^k II_j - \\ & - \frac{1}{2} X_1 \operatorname{tg}^2 \sigma_p \sum_1^k IV_j. \end{aligned} \quad (1.172, b)$$

Cele cinci sume reprezintă următoarele aberații:

a. Aberațiile de sfericitate.

$$\sum_1^k I_j = \sum_1^k s_j. \quad (1.173)$$

b. *Aberațiile de coma.*

$$\sum_1^k \text{II} = \frac{1}{n_0} h_1 p_1 \sum_1^k \mathcal{S}_j + \sum_1^k \mathcal{B}_j. \quad (1.174)$$

c. *Astigmatismul.*

$$\sum_1^k \text{III}_j = \frac{3}{n_0^3} (h_1 p_1)^2 \sum_1^k \mathcal{S}_j + \frac{6}{n_0} h_1 p_1 \sum_1^k \mathcal{B}_j + 3 \sum_1^k \mathcal{A}_j + \sum_1^k \mathcal{P}_j. \quad (1.175)$$

e. *Astigmatismul mediu.*

$$\frac{1}{2} \left(\sum_1^k \text{III}_j - \sum_1^k \text{IV}_j \right) = \frac{1}{n_0^2} (h_1 p_1)^2 \sum_1^k \mathcal{S}_j + \frac{2}{n_0} h_1 p_1 \sum_1^k \mathcal{B}_j + \sum_1^k \mathcal{A}_j. \quad (1.176)$$

f. *Curbura de câmp.*

$$\sum_1^k \text{IV}_j = \frac{1}{n_0^2} (h_1 p_1)^2 \sum_1^k \mathcal{S}_j + \frac{2}{n_0} h_1 p_1 \sum_1^k \mathcal{B}_j + \sum_1^k \mathcal{A}_j + \sum_1^k \mathcal{P}_j. \quad (1.177)$$

j. *Curbura medie.*

$$\frac{1}{2} \left(\sum_1^k \text{III}_j + \sum_1^k \text{IV}_j \right) = \frac{2}{n_0^2} (h_1 p_1)^2 \sum_1^k \mathcal{S}_j + \frac{4}{n_0} h_1 p_1 \sum_1^k \mathcal{B}_j + 2 \sum_1^k \mathcal{A}_j + \sum_1^k \mathcal{P}_j. \quad (1.178)$$

k. *Distorsiunea.*

$$\begin{aligned} \sum_1^k \text{V}_j &= \frac{1}{n_0^3} (h_1 p_1)^2 \sum_1^k \mathcal{S}_j + \frac{3}{n_0^3} (h_1 p_1)^2 \sum_1^k \mathcal{B}_j + \\ &+ \frac{1}{n_0} h_1 p_1 \left(3 \sum_1^k \mathcal{A}_j + \sum_1^k \mathcal{P}_j \right) + \sum_1^k \mathcal{D}_j. \end{aligned} \quad (1.179)$$

Dacă $\frac{1}{2} \left(\sum_1^k \text{III}_j + \sum_1^k \text{IV}_j \right) = 0$ rezultă

$$\sum_1^k \text{III}_j = \sum_1^k \text{IV}_j = \sum_1^k \mathcal{P}_j. \quad (1.180)$$

$$\sum_1^k \text{II}_j = 0 \rightarrow \frac{1}{p_1} = \frac{1}{s_1} + \frac{1}{n_0} \cdot \frac{\sum_1^k \mathcal{S}_j}{\sum_1^k \mathcal{B}_j} \quad (\text{condiția lui Fraunhofer}); \quad (1.181)$$

$$\sum_1^k \text{III}_j = 0 \rightarrow \frac{1}{p_1} = \frac{1}{s_1} + \frac{1}{n_0} \cdot \frac{\sum_1^k \mathcal{S}_j}{\sum_1^k \mathcal{B}_j \pm \sqrt{\sum_1^k \mathcal{B}_j^2 - \sum_1^k \mathcal{S}_j \left(\sum_1^k \mathcal{A}_j + \frac{1}{3} \sum_1^k \mathcal{P}_j \right)}}; \quad (1.182)$$

$$\sum_1^k IV_j = 0 \rightarrow \frac{1}{p_1} = \frac{1}{s_1} + \frac{1}{n_0} \cdot \frac{\sum_1^k \mathfrak{S}_j}{\sum_1^k \mathcal{B}_j \mp \sqrt{\left(\sum_1^k \mathcal{B}_j\right)^2 - \sum_1^k \mathfrak{S}_j \left(\sum_1^k \mathcal{A}_j + \sum_1^k \mathcal{P}_j\right)}}; \quad (1.183)$$

$$\frac{1}{2} \left(\sum_1^k III_j + \sum_1^k IV_j \right) = 0 \rightarrow \frac{1}{p_1} = \frac{1}{s_1} + \frac{1}{n_0} \cdot \frac{\sum_1^k \mathfrak{S}_j}{\sum_1^k \mathcal{B}_j \mp \sqrt{(\sum \mathcal{B}_j)^2 - \sum_1^k \mathfrak{S}_j \left(\sum_1^k \mathcal{A}_j + \frac{1}{2} \mathcal{P} \right)}}; \quad (1.184)$$

$$\frac{1}{2} \left(\sum_1^k III_j - \sum_1^k IV_j \right) = 0 \rightarrow \frac{1}{p_1} = \frac{1}{s_1} + \frac{1}{n_0} \cdot \frac{\sum_1^k \mathfrak{S}_j}{\sum_1^k \mathcal{B}_j \mp \sqrt{\left(\sum_1^k \mathcal{B}_j\right)^2 - \sum_1^k \mathfrak{S}_j \sum_1^k \mathcal{A}_j}}. \quad (1.185)$$

Cînd pupila de intrare este situată în vârful primului dioptru se poate scrie:

$$\text{aberația de sfericitate} \quad \sum_1^k I_j = \sum_1^k \mathfrak{S}_j; \quad (1.186)$$

$$\text{aberația de coma} \quad \sum_1^k II_j = \sum_1^k \mathcal{B}_j; \quad (1.187)$$

$$\text{astigmatismul} \quad \sum_1^k III_j = 3 \sum_1^k \mathcal{A}_j + \sum_1^k \mathcal{P}_j; \quad (1.188)$$

$$\text{curbura de câmp} \quad \sum_1^k IV_j = \sum_1^k \mathcal{A}_j + \sum_1^k \mathcal{P}_j; \quad (1.189)$$

$$\text{curbura medie} \quad \left(\sum_1^k III_j + \sum_1^k IV_j \right) / 2 = 2 \sum \mathcal{A}_j + \sum \mathcal{P}_j; \quad (1.190)$$

$$\text{astigmatismul mediu} \quad \left(\sum_1^k III_j - \sum_1^k IV_j \right) / 2 = \sum \mathcal{A}_j; \quad (1.191)$$

$$\text{distorsiunea} \quad \sum_1^k V_j = \sum_1^k \mathcal{P}_j. \quad (1.192)$$

2.

Izvoare și receptoare de radiații

2.1. Etaloane de radiații

Etaloanele de radiații pot fi primare și secundare. Etaloane primare sînt: corpul negru și difuzorul perfect.

2.2.1. Corpul negru

Corpul negru, numit și radiator integral la o temperatură dată, este un corp ideal care absoarbe și emite toate radiațiile. Un asemenea corp poate fi realizat sub forma unei incinte bine izolată termic, astfel încît în interiorul acesteia să se realizeze un echilibru termo-dinamic; este prevăzută cu un orificiu. Etalonul primar de lumină utilizat în radiometrie, fotometrie, colorimetrie, spectroradiometrie și spectrofotometrie este corpul negru la temperatura de solidificare a platinei (2045 K), temperatură care constituie unul din punctele fixe secundare ale scării Internaționale Practice de Temperatură.

2.1.2. Difuzorul perfect

Acesta este un etalon de factor de reflexie sau de transmisie care reflectă sau, respectiv, transmite difuz și uniform totalitatea radiațiilor optice. Luminanța unui difuzor perfect nu depinde de direcția de observație.

Difuzorul perfect prin reflexie se numește difuzor lambertian. Între luminanță și emitanță există relația $L = E/\pi$. Luminanța unui corp sau a unei suprafețe care difuzează lumina cu factorul de reflexie ρ este, conform legii lui Lambert, $L = \rho E/\pi$.

Difuzorul perfect prin reflexie se materializează prin depunerea oxidului de magneziu pe o placă din argint polisată pe care s-a depus în prealabil carbonat de magneziu.

O mostră etalon de factor de reflexie se poate realiza din sulfat de bariu sau din sticlă opală.

Difuzorul perfect prin transmisie se materializează cu o sticlă opală.

2.2. Legile radiației termice

Legile radiației termice sînt valabile perfect pentru corpul negru și aproximativ pentru alte corpuri.

2.2.1. Legea lui Pevost (1809)

Dacă două corpuri absorb cantități diferite de energie, emisia lor este diferită. Intensitatea emisiei unui corp este independentă de temperatura corpurilor din jur.

2.2.2. Legea lui Kirchhoff (1859)

Dacă în interiorul unei cavități se stabilește un echilibru termic, densitatea radiației este aceeași în orice punct al cavității; ea depinde numai de temperatură, ci nu de natura și proprietățile emisivă ale corpurilor din interiorul cavității sau a pereților acesteia. Raportul dintre puterea de emisie E și puterea de absorbție A , la aceeași temperatură, este aceeași pentru toate corpurile, indiferent de natura lor; el depinde numai de temperatura T și frecvența ν a radiației: $E_\nu/A_\nu = f(\nu, T)$. Corpul negru are $A = 1$. Puterea de emisie spectrală $E_{\lambda, T}$ este raportul dintre densitatea spectrală a fluxului de energie radiantă emis de corp și aria corpului.

2.2.3. Legea lui Stefan (1879) — Boltzmann (1884)

Fiecare unitate de suprafață (cm^2) a corpului negru emite la temperatura termodinamică T (Kelvin), în unitatea de timp (s), în unghiul solid 2π , radiația integrală $E = \sigma T^4$, în care $\sigma = 2\pi^5 k^4 / 15 h^3 c^3 = \pi^5 c_1 / 15 c_2 = 5,672 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2} \text{ K}^{-4}$ reprezintă constanta universală a lui Ștefan-Boltzmann (valabilă pentru corpul negru). Celelalte constante sînt:

$$c_1 = 2hc^2 = 1,176 \cdot 10^{-16} \text{ Wm}^2; \quad c_2 = hc/k = 1,438 \cdot 10^{-2} \text{ mK};$$

$$h = 6,625 \cdot 10^{-27} \text{ ergs (constanta lui Planck);}$$

$$c = 2,998 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1} \text{ (viteza luminii);}$$

$$k = 1,3804 \cdot 10^{-16} \text{ erg K}^{-1} \text{ (constanta lui Boltzmann).}$$

2.2.4. Legea lui Plank (1900)

Radiația emisă de un corp are distribuția energiei E dependentă de lungimea de undă λ și de temperatura termodinamică T după legea:

$$E_{\lambda, T} = \frac{2c_1}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{c_2/\lambda T} - 1}.$$

Reprezentarea grafică a mărimii $E_{\lambda, T}$ în dependență de λ și T constituie distribuția radiației (fig. 2.1).

2.2.5. Legea lui W. Wien

a. *Legea deplasării (1893)*. Maximul distribuției spectrale $E_{\lambda, T}$ se deplasează cu creșterea temperaturii T spre lungimile de undă λ mici (v. fig. 2.1), astfel încât $\lambda_{max} T = const = 0,2898 \text{ cm K}$.

b. *Legea distribuției spectrale (1896)*. Pentru calculul numeric al distribuției energiei spectrale $E_{\lambda, T}$ a unui radiator integral la temperatura T și lungimea de undă λ se poate folosi legea redusă a radiației (fig. 2.2):

$$F_{(\lambda, T)} = \frac{E_{\lambda, T}}{E_{max, T}} = \frac{\left(\frac{A}{\lambda T}\right)^5 (e^{c_2/A} - 1)}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1} =$$

$$= 142,32 (A/\lambda T)^5 / (e^{c_2/\lambda T} - 1),$$

în care: $A = \lambda_{max} T = 0,2898 \text{ cmK}$ reprezintă constanta legii de deplasare a lui Wien și $c_2 = hc/k = 1,438 \text{ cmK}$ a doua constantă de radiație a legii lui Plank.

Rezultă: $E_{max, T} = 4,065 \cdot 10^{-12} T^5 [\text{Wcm}^{-3}\text{K}^{-5}]$.

Pentru calcule numerice, în multe cazuri, ecuația lui Planck pentru $E_{\lambda, T}$ poate fi înlocuită prin relații mai simple. În domeniul $\lambda T < 3 \text{ mmK}$ pentru $T < 4000 \text{ K}$ se poate neglija -1 în numitorul fracției. Se obține suficient de precis

$$E_{\lambda, T} = \frac{2c_1}{\lambda^5} e^{-c_2/\lambda T}.$$

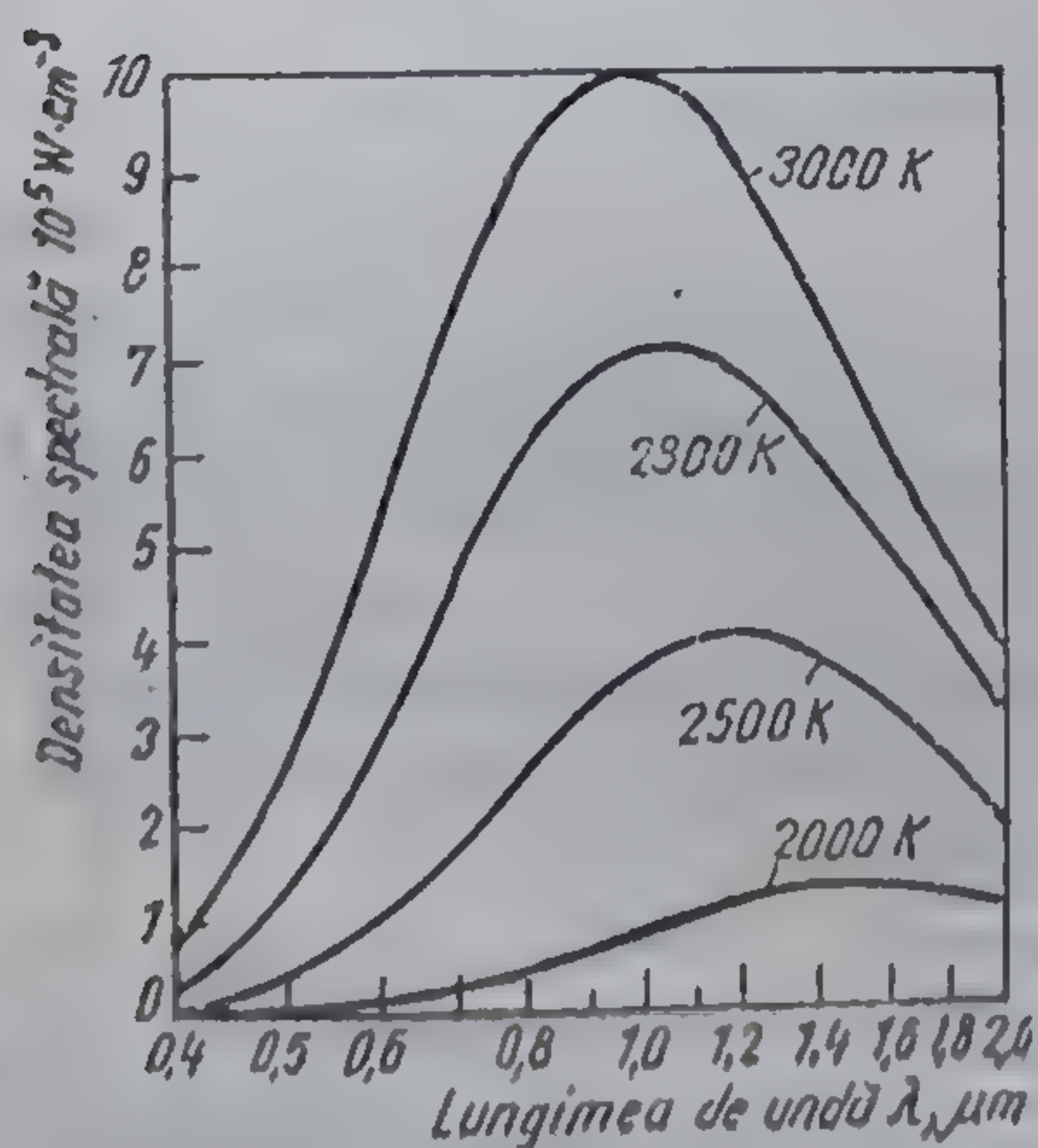


Fig. 2.1. Distribuția spectrală a densității radiației corpului negru după legea lui Planck.

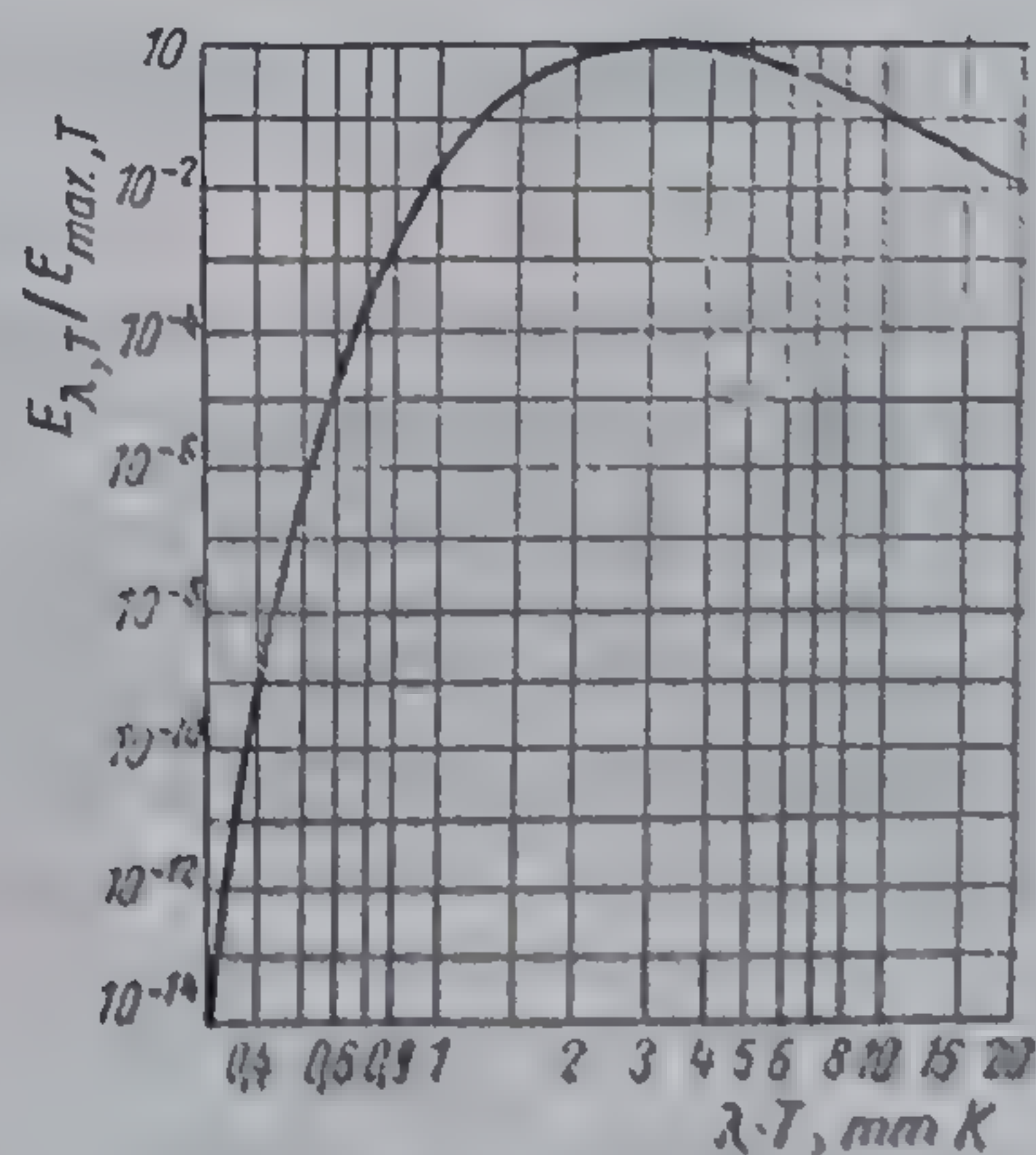


Fig. 2.2. Energia radiației raportată la energia maximă în dependență de produsul λT .

Această aproximație a fost dată de W. Wien în 1896 și se numește legea a II-a a lui Wien. În domeniul infraroșu $\lambda T \gg c_2$, este valabilă legea Rayleigh-Jeans: $E_{\lambda, T} = T^2 c_1 / c_2 \lambda^4$.

2.2.6. Factorul de emisie (emisivitatea) E_e

Reprezintă raportul dintre puterea de emisie E_e a unui corp real și puterea de emisie E_e^0 a corpului negru la aceeași temperatură; acest raport depinde de lungimea de undă λ și de temperatură T . Pentru corpul negru $\epsilon = 1$; pentru alte radiatoare $\epsilon < 1$ și, de cele mai multe ori, ϵ depinde de T și λ . Radiatoarele pentru care $\epsilon < 1$ însă nu depind de λ într-un domeniu spectral larg, se numesc corpuri gri; ele au aceeași distribuție spectrală ca corpul negru la aceeași temperatură, însă o radiație totală mai mică. Pentru corpurile gri $E = \epsilon \sigma T^4$. Pentru corpurile negre (selective) se poate determina distribuția spectrală cu formula lui Planck, în care, în locul lui T se introduce T' , dedusă din T .

2.2.7. Distribuția energiei radiante

Pentru fiecare frecvență $0 \leq \nu \leq \infty$ pe 1 cm^3 este dată de ecuația

$$U(\nu) d\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \cdot \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} d\nu = \frac{8\pi}{(hc)^3} \cdot \frac{E_\nu}{e^{E_\nu/kT} - 1} \cdot dE_\nu.$$

în care $k = 1,3807 \cdot 10^{-16} \text{ erg } T^{-1}$ reprezintă constanta lui Ștefan-Boltzmann.

2.3. Mărimi și unități de radiație energetice și fotometrice

Radiațiile optice se caracterizează prin mărimi energetice sau fotometrice. Mărimile de radiație energetice sînt mărimi fizice și deci evaluarea lor se face în unități de măsură a energiei. Mărimile fotometrice sînt mărimi fizico-fiziologice și evaluarea lor se face în unități fotometrice, prin intermediul observatorului fotometric universal (corpul negru). Fiecărei mărimi de radiație energetică îi corespunde o mărime fotometrică. Cele două grupe de mărimi se disting prin indicii e (energetic) și v (vizual).

Mărimile de radiație energetice și fotometrice care caracterizează atît sursele de lumină și efectele lor sînt redată în tabelele 2.1 și 2.2, iar cele care caracterizează corpurile sînt date în tabelul 2.3 (STAS 740-67). Unitatea de măsură fundamentală proprie fotometriei este candela cd, iar legătura dintre mărimile energetice și fotometrice se face prin fluxul luminos.

Tabelul 2.1. Mărimi și unități de radiație energetice

Nr. crt.	Denumirea	Mărimia			Unitatea de măsură		Observații
		Simbol	Relație de definiție	Dimensiune	Denumire	Simbol	
0	1	2	3	4	5	6	7
1	Energie radiantă	Q_e, Q, W	—	$L^2 T^{-2} M$	joule	J	—
2	Flux energetic	$\Phi_e, \Phi, P (F_e, F)$	$\Phi_e = \frac{dQ_e}{dt}$	$L^2 T^{-3} M$	watt	W	—
3	Randament energetic (al unei surse de radiație)	η_e, η	$\eta_e = \frac{\Phi_e}{P}$	—	—	—	—
4	Intensitate energetică (a unei surse de radiație sau a unui element al sursei într-o direcție dată)	I_e, I	$I_e = \frac{d\Phi_e}{d\Omega}$	$L^2 T^{-3} M$	watt pe steradian	W/sr	—
5	Luminanță energetică (într-o direcție, într-un punct al suprafeței unei surse de radiație sau al unui receptor sau într-un punct de pe traiectoria fascicului de radiație)	$L_e, L(B)$	$L_e = \frac{d^2 \Phi}{d\Omega dA \cos \theta}$	$T^{-2} M$	watt pe metru pătrat-steradian	W/(m ² ·sr)	—
6	Flux energetic superficial (într-un punct al unei suprafețe)	$\Phi_{e,s}$	$\Phi_{e,s} = \frac{d\Phi_e}{dA}$	$T^{-3} M$	watt pe metru pătrat	W/m ²	—
7	Emitanță energetică (într-un punct al unei suprafețe)	M_e, M	$M_e = \frac{d\Phi_e}{dA} = \int L_e \cos \theta d\Omega$	$T^{-3} M$	watt pe metru pătrat	W/m ²	—

Tabelul 2.1. (continuare)

0	1	2	3	4	5	6	7
8	Iluminare energetică (într-un punct al unei suprafețe)	E_e, E	$E_e = \frac{d\Phi_e}{dA}$	$T^{-3}M$	watt pe metru pătrat	W/m^2	—
9	Expunere (cantitate de iluminare) energetică	H_e, H	$H_e = \frac{d\Phi_e}{dA} = \int E_e dt$	$T^{-2}M$	joule pe metru pătrat	J/m^2	—
10	Eficacitate luminoasă relativă spectrală (a unei radiații monocromatice de lungime de undă λ)	$V(\lambda)$ (pentru vedere diurnă); $V'(\lambda)$ (pentru vedere crepusculară)	$V(\lambda) = \frac{\Phi_{e, \lambda m}}{\Phi_{e, \lambda}}$	—	—	—	Valorile eficacității luminoase relative spectrale sunt date în STAS 740-67. Valorile eficacității luminoase relative spectrale în vedere diurnă $V(\lambda)$ au fost admise de Comisia Internațională de Iluminat (C.I.E.) în 1924 și adoptate de Comitetul Internațional de Măsuri și Greutăți în 1933. Valorile eficacității luminoase relative spectrale în vedere crepusculară $V'(\lambda)$ au fost admise provizoriu de C.I.E. în 1951. (v. și STAS 2349-67)

Tabelul 2.2. Mărimi și unități de radiație fotometrică

Nr. crt.	Denumirea	Mărimile			Unitatea de măsură		Observații
		Simbol	Relație de definiție	Dimensiune	Denumire	Simbol	
0	1	2	3	4	5	6	7
1	Flux luminos	$\Phi_v, \Phi (F_v, F)$	$\Phi_v = K_m \int \frac{d\Phi_e}{d\lambda} V(\lambda) d\lambda$	J	Lumen	lm	—
2	Cantitate de lumină; energie luminoasă	Q_v, Q	$Q_v = \int \Phi_v dt$	TJ	lumen-secundă	lm s	—
3	Eficacitate luminoasă a unei radiații	K	$K = \frac{\Phi_v}{\Phi_e}$	$L^{-2}T^{-3}MJ$	Lumen pe watt	lm/W	Eficacitatea luminoasă spectrală a unei radiații este dată de relația: $K(\lambda) = K_m V(\lambda)$ în care: K_m — eficacitatea luminoasă spectrală maximă; $V(\lambda)$ — eficacitatea luminoasă relativă spectrală
4	Eficacitate luminoasă relativă (a unei radiații complexe)	V	$V = \frac{\int_0^\infty \Phi_{e,\lambda} V(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty \Phi_{e,\lambda} d\lambda} = \frac{K}{K_m}$	—	—	—	—
5	Eficacitatea luminoasă a unei surse de lumină	η_v, η	$\eta_v = \frac{\Phi_v}{P}$	$L^{-2}T^{-3}M^{-1}J$	Lumen pe watt	lm/W	—

Tabelul 2.2. (continuare)

0	1	2	3	4	5	6	7
6	Intensitate luminoasă (a unei surse de lumină sau a unui element al unei surse, într-o di- recție dată)	I_v, I	$I_v = \frac{d\Phi_v}{d\Omega}$	J	Candela	cd	$1 \text{ cd} \approx 1 \text{ lm} \cdot \text{sr}^{-1}$
7	Luminanță (într-o di- recție dată, într-un punct al suprafeței unei surse de lumină sau al unui receptor sau pe traiectoria unui fascicul)	L_v, L	$L_v = \frac{d^2\Phi_v}{d\Omega dA \cos \theta}$	$L^{-2} J$	Candela pe metru pă- trat sau nit	cd/m^2 sau nt	$1 \text{ cd/m}^2 = 1 \text{ nt}$
8	Flux luminos superfi- cial (într-un punct al unei suprafețe)	$\Phi_{v, s}$	$\Phi_{v, s} = \frac{d\Phi_v}{dA}$	$L^{-2} J$	Lumen pe metru pă- trat	lm/m^2	—
9	Emitanță (într-un punct al unei supra- fețe)	M_v, M	$M_v = \frac{d\Phi_v}{dA}$	$L^{-2} J$	Lumen pe metru pă- trat	lm/m^2	—
10	Iluminare (într-un punct al unei supra- fețe)	E_v, E	$E_v = \frac{d\Phi_v}{dA}$	$L^{-2} J$	Lux	lx	$1 \text{ lx} \approx 1 \text{ lm} \cdot \text{m}^{-2}$
11	Expunere; cantitate iluminare	H_v, H	$H_v = \frac{d\Phi_v}{dA} \int_{-\infty}^{\infty} E_v dt$	$L^{-2} T J$	Lux-secundă	lx·s	—

Tabelul 2.3. Mărimi și unități de radiație energetice și fotometrice ale corpurilor

Nr. crt.	Denumirea	Mărimea			Unitatea de măsură		Observații
		Simbol	Relație de definiție	Dimensiune	Denumire	Simbol	
0	1	2	3	4	5	6	7
1	Factor de reflexie	ρ_t, ρ_v, ρ	$\rho = \frac{\Phi_p}{\Phi}$	—	—	—	În cazul reflexiei mixte, factorul de reflexie se poate divide în 2 părți: — factorul de reflexie regulată (ρ_r) și — factorul de reflexie difuză (ρ_d) $(\rho = \rho_r + \rho_d)$
2	Reflectivitate	ρ_∞	—	—	—	—	V. STAS 2849-67
3	Densitate optică prin reflexie	D_r	$D_r = -\lg \rho$	—	—	—	—
4	Factor de transmisie	τ_e, τ_v, τ	$\tau = \frac{\Phi_t}{\Phi}$	—	—	—	În cazul transmisiei mixte, factorul de transmisie se poate divide în două părți: — factorul de transmisie regulată (τ_r) și — factorul de transmisie difuză (τ_d). $(\tau = \tau_r + \tau_d)$
5	Factor de transmisie internă (al unei plăci omogene nedifuzante, pentru o radiație monocromatică de lungime de undă λ)	$\tau_i(\lambda)$	$\tau_i(\lambda) = \frac{\Phi_t(\lambda)}{\Phi(\lambda) - \Phi_p(\lambda)}$	—	—	—	Factorul de transmisie internă depinde de unghiul de incidență a radiației

Tabelul 2.3 (continuare)

0	1	2	3	4	5	6	7
6	Transmisivitate (a unui mediu absorbant, pentru o radiație monocromatică de lungime de undă λ)	—	—	—	—	—	V. STAS 2849-67
7	Opacitate	0	$O = \frac{1}{\tau}$	—	—	—	—
8	Densitate optică; inegritate	D	$D = -\lg \tau$	—	—	—	—
9	Densitate optică internă; extincție zecimală	$D_i(\lambda)$	$D_i(\lambda) = -\lg \tau_i(\lambda) = \lg \frac{1}{\tau_i(\lambda)}$	—	—	—	Densitatea optică internă depinde de unghiul de incidență a radiației
10	Factor de absorbție	$\alpha_e, \alpha_p, \alpha$	$\alpha = \frac{\Phi_\alpha}{\Phi}$	—	—	—	Factorul de absorbție depinde, în general, de modul de iradiere sau de iluminare, de compoziția spectrală și de starea de polarizare a radiației incidente
11	Factor de absorbție internă (al unei plăci omogene nedifuzante, pentru o radiație monocromatică de lungime de undă λ)	$\alpha_i(\lambda)$	$\alpha_i(\lambda) = \frac{\Phi_\alpha(\lambda)}{\Phi(\lambda) - \Phi_p(\lambda)}$	—	—	—	Factorul de absorbție internă depinde de unghiul de incidență a radiației. $\alpha_i + \tau_i = 1$
12	Absorbtivitate (a unui mediu absorbant, pentru o radiație monocromatică de lungime de undă λ)	—	—	—	—	—	V. STAS 2849-67

13	Coefficient de atenuare liniară (al unui mediu absorbant și difuzant, pentru un fascicul cvasiparalel de radiații monocromatice de lungime de undă λ)	$\mu(\lambda)$	$-\frac{d\Phi_\lambda}{\Phi_\lambda} = \frac{d\Phi_\lambda}{dl}$	L^{-1}	Metru la puterea minus unu	m^{-1}	—
14	Coefficient de atenuare masică (al unui mediu absorbant și difuzant, pentru un fascicul cvasiparalel de radiații monocromatice de lungime de undă λ)	$\mu_\rho(\lambda)$	$\mu_\rho(\lambda) = \frac{\mu(\lambda)}{\rho}$	$L^2 M^{-1}$	Metru pătrat pe kilogram	m^2/kg	—
15	Coefficient de absorbție liniară (al unui mediu absorbant, pentru o radiație monocromatică de lungime de undă λ)	$a(\lambda)$	$a(\lambda) = \frac{\alpha_t(\lambda)}{dl}$	L^{-1}	Metru la puterea minus unu	m^{-1}	—
16	Coefficient de absorbție masică (al unui mediu de absorbție, pentru o radiație monocromatică de lungime de undă λ)	$a_\rho(\lambda)$	$a_\rho(\lambda) = \frac{a(\lambda)}{\rho}$	$L^2 M^{-1}$	Metru pătrat pe kilogram	m^2/kg	—
17	Factor de difuzie (al unei suprafețe difuzante prin reflexie sau prin transmisie)	σ	$\sigma = \frac{L_{20^\circ} + L_{70^\circ}}{2 L_{50^\circ}}$	—	—	—	Factorul de difuzie dă indicații asupra repartiției spațiale a fluxului difuzat. Este egal cu 1 pentru toate difuzoarele ortotrope, ori care ar fi valoarea factorului de reflexie difuză. Modul acesta de definire a factorului de difuzie este aplicabil numai materialelor ale căror indicație de difuzie nu diferă în mod apreciabil de cea a sticlelor fără lăcuș și opale uzuale (C. I. E. 1935 și 1939)

Tabelul 2.3 (continuare)

0	1	2	3	4	5	6	7
18	Unghi de înjumătățire (pentru o suprafață di- fuzantă prin reflexie sau transmisie)	γ	—	—	—	—	Caracterizarea difuziei se face cu ajutorul factorului de difuzie (σ), în cazul materiale- lor puternic difuzante și al unghiului de în- jumătățire (γ), în ca- zul materialelor slab difuzante. (v. și STAS 2849-67)
19	Indice de refracție (al unui mediu, pentru o radiație monocroma- tică de lungime de undă λ)	$n(\lambda)$	—	—	—	—	Indicele de refracție este egal cu raportul dintre sinusul unghiu- lui de incidență (θ_1) și al unghiului de re- fracție (θ_2) la trecerea radiației care traver- sează suprafața dintre doi medii: $n = \frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2}$ (v. și STAS 2849-67)
20	Factor de luminanță energetică sau fotome- trică (într-un punct al suprafeței unui corp neradiant prin el însuși, într-o anumită direcție, în condiții de iradie- re sau iluminare date)	β, β, β	—	—	—	—	(v. STAS 2849-67)

„Candela cd este intensitatea luminoasă a unei surse de radiații care emite o radiație monocromatică cu frecvența $\nu = 540$ THz într-o direcție în care intensitatea radiației este $1/683$ W/sr”. Echivalentul fotometric pentru ochiul adaptabil este $K_m = I_v/I_e = 683 \text{ cdW}^{-1}\text{sr} = 683 \text{ lmW}^{-1}$. Prin urmare, o sursă cu puterea de 1 Wat care emite radiația monocromatică cu lungimea de undă $\lambda = 0,555 \text{ }\mu\text{m}$ dă un flux luminos $\Phi = 683 \text{ lm}$.

2.4. Propagarea fluxului luminos

Un element de suprafață dA_1 , cu luminanța constantă L , emite sub unghiul solid $d\Omega_1$ fluxul luminos $d\Phi$. Receptorul cu suprafața dA_2 este situat la distanța r față de izvorul dA_1 . Dacă cele două suprafețe dA_1 și dA_2 sînt înclinate față de direcția r astfel încît suprafețele normale sînt $dA_1 \cos \alpha_1$ și $dA_2 \cos \alpha_2$ se poate scrie: $d\Phi = L dA_1 d\Omega_1 \cos \alpha_1 = L dA_2 d\Omega_2 \cos \alpha_2$ (fig. 2.3). $L = d\Phi/dA_1 d\Omega_1 \cos \alpha_1 = I/dA_1 \cos \alpha_1$; $E = d\Phi/dA_2 = L d\Omega_2 \cos \alpha_2 = L dA_1 \cos \alpha_1 \cos \alpha_2/r^2$; $E = I \cos \alpha_2/r^2$. La incidența normală, iluminarea este $E = I/r^2 \text{ cd/m}^2$. Dacă l este lungimea filamentului sursei, relațiile de mai sus sînt valabile pentru $r > 5 l$.

Dacă izvorul de radiații este situat în centrul unei sfere și luminanța $L = \text{const}$ (Radiatorul Lambert), se poate scrie: $\frac{d\Phi}{dA_1} = L 2\pi \int_0^{\alpha_1} \cos \alpha_1 \sin \alpha_1 \cdot d\alpha_1 = \pi L \sin^2 \alpha_1$; $\frac{d\Phi_2}{dA_2} = \pi L \sin^2 \alpha_2$; $\alpha_1 = \pi/2$. Emisia specifică a radiatorului:

$M = \pi L$. Deci se poate scrie: $E = \pi L \sin^2 \alpha_2 = M \sin^2 \alpha_2$. Dacă receptorul este o suprafață de 1 m^2 de pe Pămînt și radiatorul este Soarele, atunci $E = 1,35 \text{ kW/m}^2$ reprezintă constanta solară. Soarele se vede de pe Pămînt sub unghiul $2\Omega_2 = 32'$ și deci $\alpha_2 = 16' = 4,3 \cdot 10^{-3}$. Emisia specifică este $M = E/\sin^2 \alpha = 1,36 \text{ kW/m}^2 : (4,7 \cdot 10^{-3})^2 = 6 \cdot 10^4 \text{ kW/m}^2$.

Dacă ρ este factorul de reflexie, între iluminarea E și luminanța L există relația $L = \rho E$. Intensitatea emisă de radiatorul Lambert este $I = \Phi/\Omega = \Phi/4\pi$. Pentru corpuri cilindrice se consideră intensitatea perpendiculară pe filament $I_0 \approx 0,8 I_\perp$.

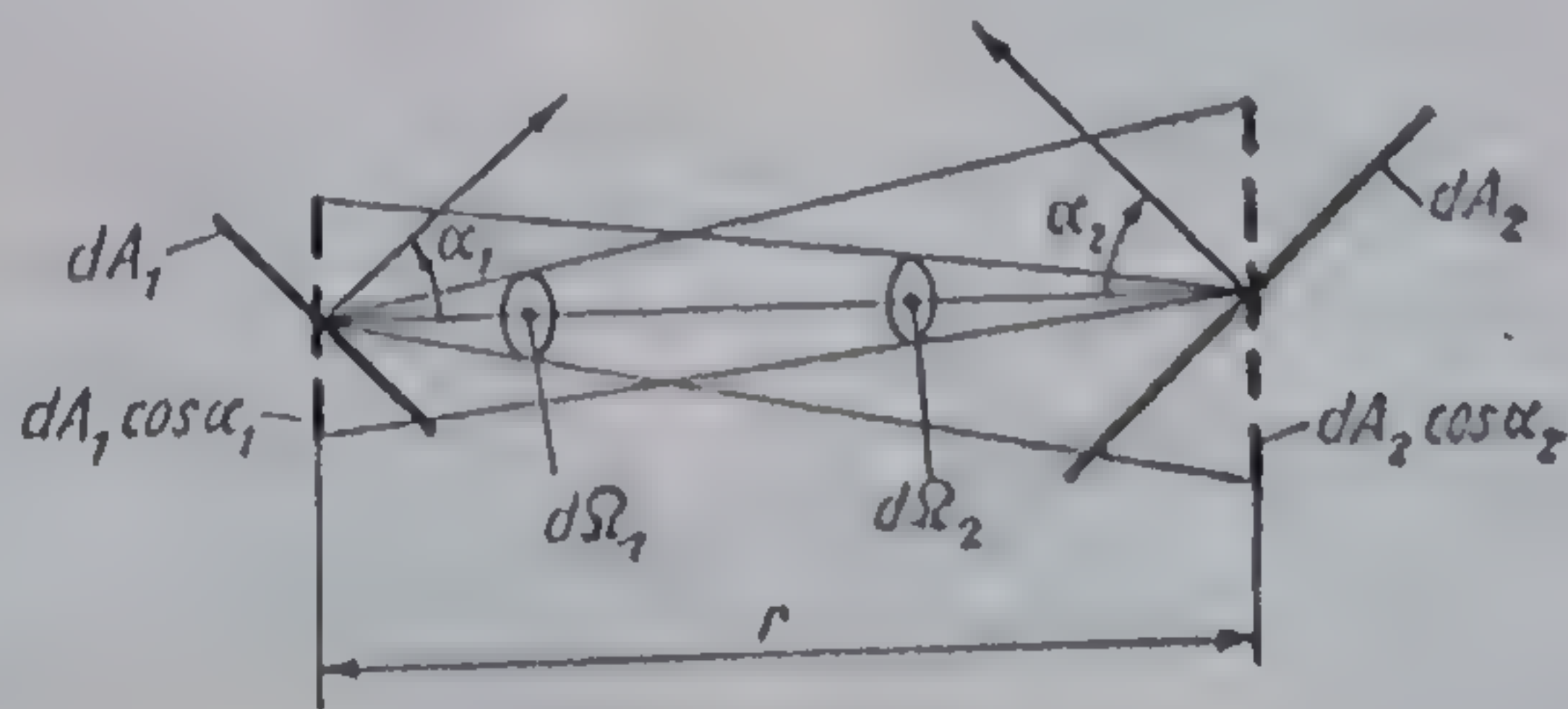


Fig. 2.3. Schemă pentru deducerea formulei fundamentale a fotometriei.

2.5. Izvoare de radiații

2.5.1. Lămpi cu incandescență

Aproape toate tipurile de becuri au filamentul din Wolfram; ele emit un spectru continuu (v. fig. 2.1) a cărui intensitate crește cu creșterea temperaturii.

Becurile opal și mate au diferite distribuții ale intensității luminoase (fig. 2.4).

Pentru a se putea obține anumite radiații globurile se colorează corespunzător. Tensiunile nominale folosite sînt: 6; 8; 12; 24; 42; 65; 110; 120; 125; 220; 230; 240 V.

Becurile cu tensiunea pînă la 65 V au puteri între 15 și 100 W, celelalte pînă la 2000 W.

Dacă tensiunea nominală crește cu 1%, durata de funcționare scade cu 12...16%. Cînd tensiunea nominală scade, se obține o creștere considerabilă a durabilității.

Tensiunea U influențează nu numai durabilitatea t , ci și alți parametri importanți, spre exemplu puterea P și fluxul luminos Φ . O variație a tensiunii cu $\pm 1\%$ provoacă o variație a fluxului luminos cu $\pm 3\%$ și a puterii cu $\pm 1,5\%$.

Pentru temperaturi $T = 2000 \dots 3655$ K lungimea de undă este $\lambda = (0,2 \dots 0,7) \mu\text{m}$.

Becurile cu tensiune înaltă (110, 120 V) nu se folosesc, deoarece suprafața sursei este neuniformă.

Becurile care funcționează la tensiuni joase (6, 12, 24 V) au filament gros, adică secțiune mare, fapt care permite micșorarea filamentului pînă ce acesta poate fi considerat punctiform.

Becurile electrice emit o lumină galbenă, aproape albă. Culoarea galbenă poate fi compensată cu un filtru albastrui, iar uniformizarea se realizează cu lame mate sau filtre gri.

Forma și elementele constructive ale cîtorva tipuri de lămpi cu incandescență produse de industria R.D. Germane sînt redată în fig. 2.5, iar valorile parametrilor lor în tabelul 2.4.

Becurile cu tensiune joasă se folosesc la o mare varietate de aparate optice (microscopie, interferometre, refractometre, optometre).

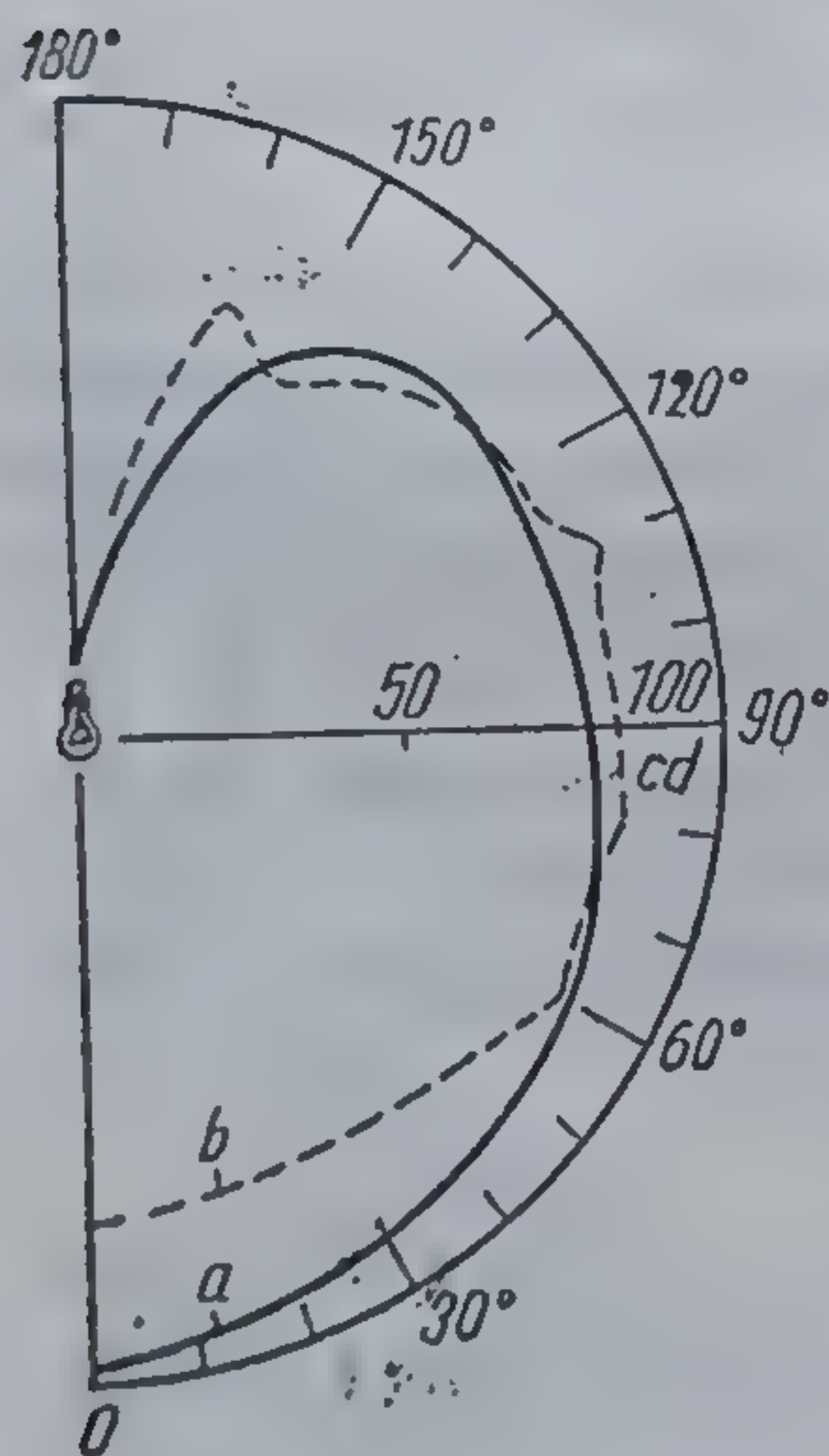


Fig. 2.4. Distribuția intensității radiației emise de filamentul de Wolfram: a —bec mat; b —bec clar.

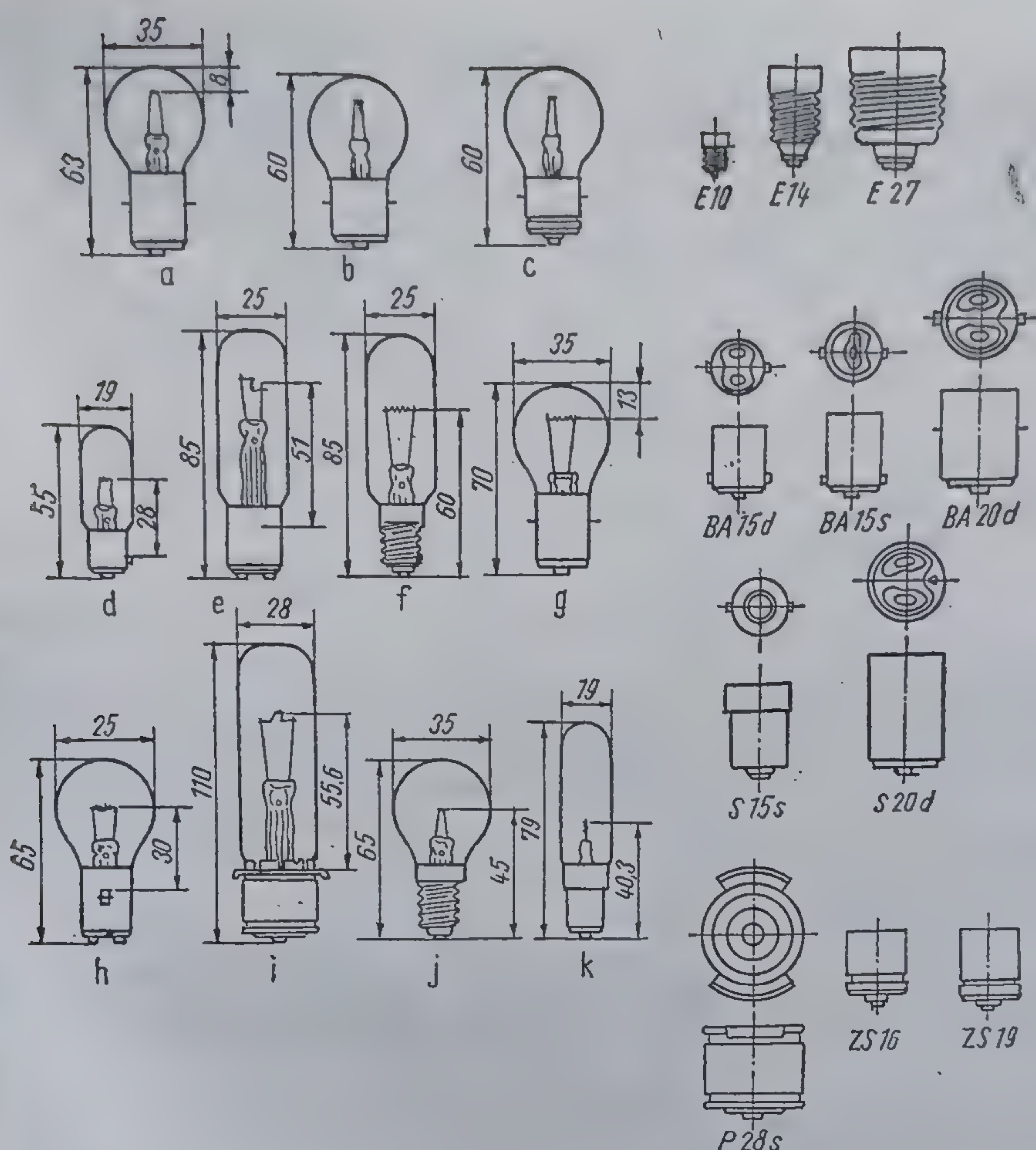


Fig. 2.5. Becuri și socluri folosite în dispozitivele de iluminare (TGL 10619).

Tabelul 2.4. Caracteristicile becurilor cu incandescență pentru aparate (TGL 10 619)

Puterea W	Tensiunea V	Dimensiunile corpului $a \times b \text{ mm}^2$	Durata medie, ore	Tipul soclului (v. fig. 2.5)	Poziția de ardere	(v. fig. 2.5)
1	2	3	4	5	6	7
4	4	$1,5 \times 0,7$	100	E 10	$h \ 105$	
5	6	$1,6 \times 0,7$			b	
10		$4,5 \times 0,35$		BA 15 d		
15	6	$1,4 \times 1,4$ $2 \times 1,6$		ZS 16		

Tabelul 2.4 (continuare)

1	2	3	4	5	6	7		
30	6	2,2×2	100	BA 20 d	h 105	a		
		4,2×1,1		S 20 d		b		
		1 ×5		BA 20 d		c		
		6,3×0,85		ZS 19		d		
		35		6,3	50	BA 15 d	S 15	
						BA 20 d	b	e
50	12	50	E 14	S 30	f			
			BA 20 d	h 105	g			
	S 105	—						
	6	4,5×1,8		S 135	h			
100	12	4,4×3,7	100	P 28 s	S 15	i		
5 A	6	2,2×2,2	600	E 14	b	j		
		2,2×2	100	S 15 s	s 15	k		

2.5.2. Lămpi cu arc electric

La lămpile cu arc electric sursa este reprezentată de craterul format pe electrodul pozitiv (anod) atunci când între doi electrozi omogeni din cărbune are loc o descărcare electrică. În cazul folosirii curentului alternativ electrozii trebuie să posede același diametru, în timp ce pentru curentul continuu electrodul pozitiv trebuie să aibă un diametru dublu în raport cu cel al electrodului negativ, deoarece uzura anodului este mai mare.

În timpul funcționării se dezvoltă o temperatură de circa 3500—4000 K și gaze care influențează negativ atât obiectul cât și pe observator. În practică s-au impus următoarele tipuri de lămpi.

a. *Lampa cu electrozi puri* — pentru curent continuu cu următoarele caracteristici principale: $I = (10 \dots 50) \text{ A}$; $U = (50 \dots 55) \text{ V}$; densitatea curentului; anod: $0,3 \text{ A/mm}^2$; catod: $0,4 \text{ A/mm}^2$; $L_v = 15\,000 \text{ cd/cm}^2$; $n = (8 \dots \dots 14) \text{ lm/W}$; $T = 4000 \text{ K}$.

b. *Lampa Beck* caracterizată prin luminanță mare, obținută cu densități mari de curent, are caracteristicile următoare: $I = (30 \dots 200) \text{ A}$; $U = (30 \dots 80) \text{ V}$; densitatea curentului $(2 \dots 2,5) \text{ A/mm}^2 = (40\,000 \dots \dots 140\,000) \text{ cd/cm}^2$; $T = 5000 \text{ K}$.

Răcirea lămpii se efectuează cu curent de aer.

Lămpile cu arc electric pot fi folosite pentru microfotografie, microproiecție, microscopia cu luminiscentă și fluorescență precum și pentru proiectoare și aparate de reproducere și de proiecție cinematografică. Aceste lămpi sînt însă înlocuite rapid de cele cu descărcări în gaze, rămînînd să fie folosite eficient la proiecția cinematografică.

2.5.3. Lămpi cu vapori de mercur

Lămpile cu vapori de mercur pot fi de joasă presiune ($1,33 \dots 13,3$) Pa, de înaltă presiune ($10^4 \dots 10^6$) Pa și de foarte înaltă presiune ($10^6 \dots 10^7$) Pa.

Pentru aparatele optice se folosesc cu mare eficacitate lămpile cu înaltă presiune, datorită randamentului energetic mai mare pe care acestea îl posedă.

a. *Lămpi cu vapori de Hg sub joasă presiune ($1,33 \dots 13,3$) Pa.* O lampă cu vapori de Hg sub presiune joasă este constituită dintr-un tub lung din sticlă specială (de obicei cuarț) prevăzut la capete cu electrozi de incandescență. Tubul este umplut cu argon și cu $30 \dots 50$ mg Hg. În stare de funcționare, mercurul este transformat în vapori sub presiunea ($1,33 \dots 13,32$) Pa. În mod practic sînt excitați numai atomii de Hg. Densitatea de curent, și cu aceasta presiunea vaporilor de Hg și temperatura, se reglează în așa fel încît circa 90 % din radiație se concentrează în linia de rezonanță a mercurului ($\lambda = 253,7$ nm). Această radiație ultravioletă este transformată în radiații vizibile cu spectru continuu prin materiale luminofer. Lampa emite și următoarele linii vizibile: $\lambda = 546, 577$ și 579 nm. Liniile violet și albastră sînt fără importanță. Luminanța acestor lămpi este de $(0,3 - 0,6)$ cd/cm², iar durabilitatea de 5 000 ore.

b. *Lămpi cu vapori de mercur sub presiune înaltă ($10^4 \dots 10^6$) Pa.* O lampă cu vapori de Hg sub presiune înaltă (fig. 2.6) este constituită, în principiu, dintr-un balon B în care este introdus arzătorul A, prevăzut la capete cu electrozii E și electrodul de aprindere Z, rezistența R pentru limitarea descărcării, droselul D și condensatorul de compensație K. Arzătorul A este un tub din cuarț în care se introduce argon și mercur. Prin încălzirea argonului este posibilă vaporizarea mercurului și descărcarea curentului electric, după circa $3 \dots 5$ min, sub forma unui arc lung de $(20 \dots 150)$ mm. În timpul descărcării, arcul electric se strângulează prin desprinderea de pereții tubului, căpătînd o strălucire foarte înaltă. Punerea în funcțiune se face cu ajutorul unei bobine cu șoc pentru a limita curentul. Datorită acestei bobine, între curent și tensiune apare un defazaj și scade factorul de putere. Pentru a compensa acest defazaj se folosește un condensator de compensație care se montează în paralel.

Lampa se caracterizează printr-un spectru continuu în ultraviolet. De aceea, ea se folosește pentru luminiscentă și fluorescență.

Dînd o radiație albastră-albă, această lampă nu se folosește pentru fotografii color.

c. *Lămpi cu vapori de mercur sub foarte înaltă presiune ($10^6 \dots 10^7$) Pa.* Aceste lămpi se caracterizează printr-o înaltă eficacitate luminoasă (35 lm/W), prin mare luminanță și o durată de funcționare de 100 pînă la 200 de ore. În tabelul 2.5 se dau parametrii cîtorva lămpi.

Lămpile cu Hg sub foarte înaltă presiune emit o radiație albastră și deci nu pot fi folosite pentru fotografii color.

Lămpile germane OSRAM HBO-74 ($U = 50$ V) și HBO-200 ($U = 220$ V) au dimensiuni foarte mici, globul sferic, executat din cuarț, avînd diametrul $d = 25$ mm. În interiorul globului se află o presiune de $(35 \dots 70) 10^5$ Pa. Radiațiile emise de lampa HBO-200 au următoarele lungimi

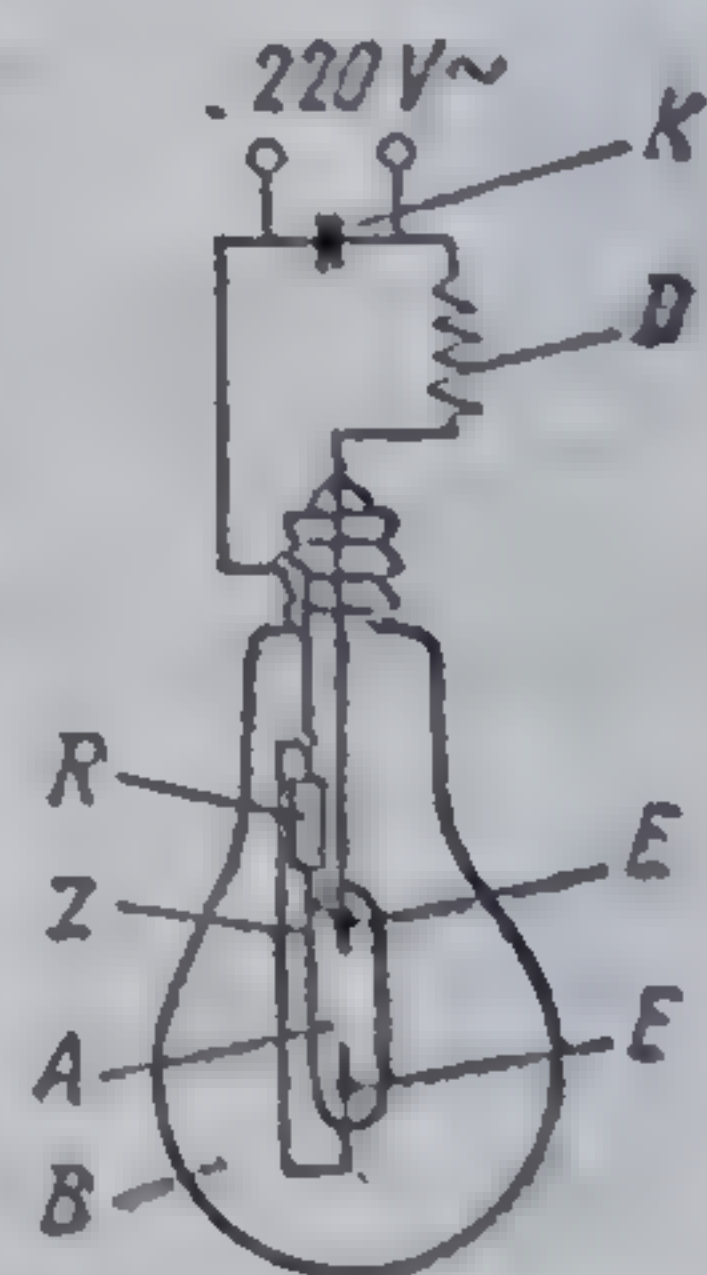


Fig. 2.6. Schema unei lămpi cu Hg sub presiune înaltă.

de undă λ în nm: 312,6; 313,2; 344,1; 365; 366,3; 404,7; 435,8; 546,1; 577,0 și 579,0. Aceste lămpi se folosesc în special pentru microscopale de cercetare cu fluorescență.

Tabelul 2.5 Surse luminoase pentru microscopale

Denumirea și tipul	Producător	Tensiunea, V	Curentul, A	Puțerea, W	Dimensiunile corpului (filamentului), $a \times b$	Luminanța, $\frac{\text{cd}}{\text{cm}^2}$	Temperatura de culoare, K	Durabilitatea, ore
Lămpi cu incandescență 6/15 T-P5-6 V 15 W TGL 10619 (soclu Am, cu filet $p=0,5 \text{ mm}$) cu incandescență 12/100 S1-12 V 100W TGL 11381	NARVA	$6 \approx$	2,5	15	$1,8 \times 1,8$	900	2950	100
cu Halogeni 12/100 S4-12 V 100 W TGL 11381	NARVA	$12 \approx$	8,3	100	$4,3 \times 2,6$	2800	3350	25
Cu Halogeni 12/50 (cu 2 piciorușe)	NARVA	$12 \approx$	4,2	50	$2,4 \times 2,4$	2600	3200	50
Cu arc electric (cu electrozi de cărbune)	—	$50 =$ $50 \sim$	6 10	300 500	$\varnothing 2,5$ $\varnothing 2,5$	16000 10500	3850 3450	—
Lămpi cu presiune foarte înaltă de vapori de:								
Xenon XBO 75 W	OSRAM	$14 =$	5,4	75	$0,25 \times 0,5$	40000	5150	400
Xenon XBO 101	BGW	$16 =$	6,2	100	$0,6 \times 1,3$	10000	5150	500
Xenon XBO 100	BGW	$14 \approx$	7,1	100	$0,6 \times 1,3$ $0,5 \times 2,2$	10000 10000	5100 5200	120 1200
Xenon XBO 150 W/1	OSRAM	$20 =$	7,5	150	$1,1 \times 2,2$	6200		
Xenon XBO 450 W	OSRAM	$10 =$	25	450	$0,9 \times 2,8$	35000	5200	2000
Lămpi cu presiune foarte înaltă de vapori de Hg:								
HBO 50	BGW	$40 \approx$	1,5	50	$0,6 \times 1,2$	17000	—	120
HBO 100	BGW	$18 \approx$	5,2	100	$0,3 \times 0,5$	85000	—	150
HBO 200	BGW	$65 \approx$	3,0	200	$1,2 \times 2,4$	20000	—	200

* Beyer: Handbuch der Mikroskopie, VEB Verlag Technik Berlin 1973, p. 215.

Lampa HBO-100 are un arc mai scurt și o luminanță mai mare decât celelalte; ea produce o intensitate de fluorescență mai puternică, deoarece pupila de intrare a dispozitivului este iluminată complet.

2.5.4. Lămpi cu vapori de xenon sub presiune înaltă

Lămpile cu xenon sub presiune ($p = 30 \cdot 10^5$ Pa) emit o lumină aproape identică cu cea a zilei, având luminanța de circa 100 000 stilbi (cd/cm^2), temperatura de culoare $T = 6260$ K și durabilitatea de circa 100 ore. Energia emisă este de circa 20 de ori mai mare decât cea emisă de lampa cu vapori de Hg HBO-200.

Lămpile cu xenon pot fi folosite pentru fotografii alb-negru și color pentru microscopul polarizant precum și pentru cinematografia microscopică. De asemenea, lămpile cu xenon pot fi folosite la proiectoare pentru proprietatea lor de a ajunge aproape instantaneu la parametrii de regim (tabelul 2.6). Datorită spectrului continuu în ultraviolet ele pot fi folosite și pentru spectroscopie. Lămpile cu xenon mai pot fi folosite sub formă de lămpi „fulger” pentru fotografiere sau lămpi cu impulsuri (lămpi stroboscopice) pentru măsurarea turațiilor precum și la aparate spectrale, fotometre, polarimetre etc.

La alegerea lămpii trebuie să se țină seama de recomandările firmei producătoare (utilizare, poziție, schema electrică, răcire etc.).

Tabelul 2.6. Parametrii de funcționare ai lămpilor cu Xenon*

Răcirea	Tipul și puterea, W	Curentul, A	Tensiunea de ardere, V	Suprafața de emisie $b \times h$ mm	Intensitatea luminoasă cd	Fluxul luminos, lm	Luminanța (strălucirea) medie, Sb
Fără	XBO 150 W/1	7,5	20	$0,5 \times 2,2$	300	3 000	15 000
Fără	XBO 450 W/1	25,0	18,5	$0,7 \times 2,2$	1 300	13 000	45 000
Cu răcire	XBO 1000 W/HS OFR (fără ozon)	45,0	22	$1,1 \times 2,8$	3 000	32 000	60 000
Cu răcire	XBO 2000 W/H OFR	70,0	29	$1,3 \times 4,8$	7 500	80 000	75 000
Cu răcire	XBO 4000 W/HS OFR	35,0	135	$1,9 \times 6,0$	17 000	155 000	90 000

* Extrase din catalogul OSRAM.

2.5.5. Lămpi fulger

Lămpile fulger sînt constituite din tuburi din cuarț umplute cu xenon, care, prin descărcarea unui condensator, pot emite fluxuri de circa 10^6 lm cu o frecvență de 10—60 descărcări pe minut, timp de 1/500 pînă la 1/5000 la o temperatură de culoare de 6500 K. Așadar, lumina este apropiată de cea a zilei. Durabilitatea lămpilor fulger este de circa 50 000 descărcări.

Deoarece suprafața sursei este mare, apertura colectorului poate fi mică ($A \approx 0,1$), iar focala $f' = (80 \dots 90)$ mm. Lămpile fulger se folosesc la micro-fotografierea organismelor care se deplasează cu viteză mare.

2.5.6. Lămpi spectrale

Lămpile spectrale se obțin prin folosirea lămpilor cu vapori de Hg împreună cu filtre de interferență, pentru a realiza lumina monocromatică. Se folosesc în special pentru domeniul ultraviolet.

Ca lampă spectrală poate fi folosită și o lampă cu xenon pentru ultraviolet.

Există și lămpi spectrale pe bază de cadmiu, zinc, cesiu, rubidiu, taliu, heliu, neon, argon, kripton ș.a. (tabelul 2.7).

Tabelul 2.7. Lămpi spectrale*

Elementul	Tipul	Curentul de funcționare, A	Luminanța $s_b = \frac{cd}{cm^2}$	Liniile spectrale cele mai importante λ, nm
Cadmiu	CDE 14	1,5	1,1	326; 361; 468; 509; 633; 644
Cesiu	CSE 12	2	0,24	456; 459; 794; 808; 852; 876; 894; 921
Kaliu	KAE 18	2	0,04	404,4; 404,7; 691; 766; 770
Natriu	NAE 24	1,3	10	589; 589,6
Neon	NEE 40	1,5	0,8	
Mercur	NQE 50	1,15	180	365; 407,7; 435,8; 546,1; 577; 579,1
Rubidiu	RBE 14	2	0,16	420,1; 421,6; 780; 794,7
Thalliu	TLE 10	1	4	351,9; 352,9; 377,6; 535
Zinc	ZNE 16	1,5	0,8	330,2; 334,5; 468; 472,2; 481; 636,2

* Berliner Glühlampenwerk.

Pentru etalonarea lungimilor de undă și pentru măsurări spectrofotometrice se folosesc lămpi cu mercur și deuteriu ($\lambda = 222,5 \dots 360$ nm).

Pentru spectroscopie și interferometrie se folosește în mod ideal lampa cu vapori de sodiu. Aceasta este alcătuită dintr-un tub în formă de U, umplut cu neon și vapori de sodiu la presiunea de 0,5 Pa. După circa 5 min de la punerea în funcționare apare spectrul de Na în domeniul vizibil ($\lambda = 589$ nm). Datorită temperaturii înalte la care ajunge, tubul trebuie protejat

prin răcire. Aceste lămpi au o luminanță de 10 cd/cm^2 și o durabilitate de 4 000 ore. Tensiunea de regim: 380 V.

2.5.7. Lămpi cu halogeni

O lampă cu halogeni (fig. 2.7) este constituită dintr-un tub din cuarț în care este introdus un filament elicoidal și un mediu constituit fie din ioduri de sodiu, taliu și indiu, fie într-un mediu constituit din pământuri rare și anume: holmiu, tuliu și dysprosiu, ultimile lămpi fiind mai perfecționate.

Aceste amestecuri se folosesc pentru a se obține un spectru de linii multiple adică pentru a se realiza toate culorile necesare pentru iluminare la filmare sau pentru televiziune.

Lămpile cu halogeni se folosesc acolo unde sînt necesare surse cu strălucire foarte mare și gabarit mic. Pînă în prezent ele au fost folosite cu deosebit succes la microscopie polarizantă, cu fluorescență și interferențiale la fotografierea în culori precum și la diferite aparate de proiecție EPI și DIA. În tabelele 2.8 și 2.9 sînt redată caracteristicile lămpilor din fig. 2.7,

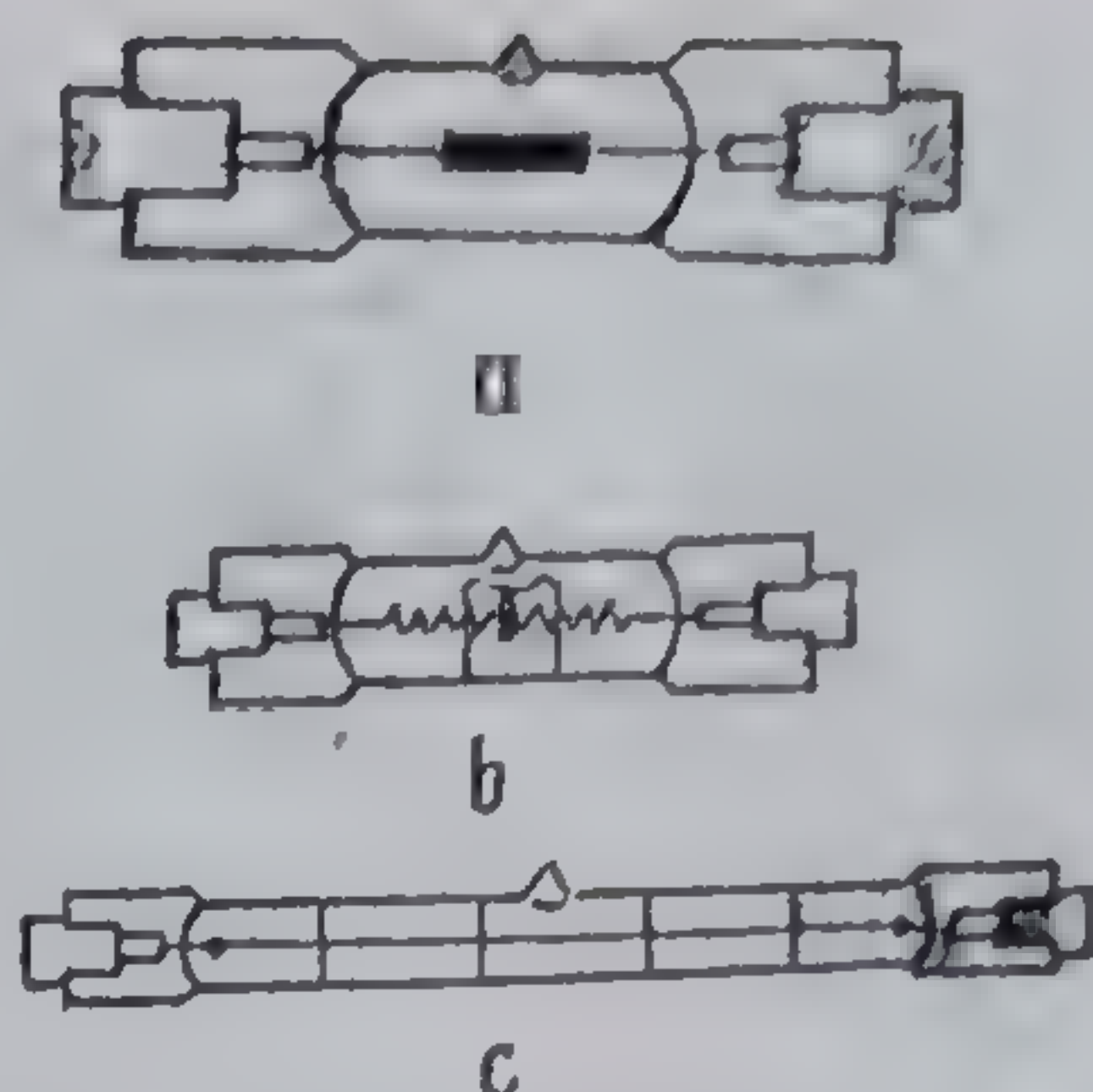


Fig. 2.7. Lămpi cu halogeni TESLA.

Tabelul 2.8 Lămpi cu halogeni*

Tipul	Pute- rea, W	Curen- tul, A	Fluxul, lm	Hod	Diame- trul, mm	Lungi- mea, mm	Dimensiunile filamentului, mm ²	(v. fig. 2.7)
HRE 200	200		4400	500	15	60,2	10 × 3	
HRJ 200	200		4400	1000	15	60,2	10 × 3	(v. fig. 2.7, a)
HRE 100	100	6,6	2000	500	15	60,2	10 × 1,3	
HRJ 100	100		2000	1000	15	60,2	10 × 1,3	
HRE 45	45		750	500	8,8	47,5	4 × 1,5	
HRJ 45	45		750	100	8,8	47,5	4 × 1,5	

* Catalog TESLA 1972.

Tabelul 2.9 Lămpi cu halogeni pentru aparate de proiecție, televiziune, fotografie*

Tipul	Pute- rea, W	Tensi- unea, V	Fluxul, lm	Hod	Tempera- tura de culoare, K	Diame- trul, mm	Lungi- mea, mm	(v. fig.)
HFP 800	800	220	22 000	15	3400	15	74,9	2.7, b
HFZ 800	800	220	20 500	75	3200	15	74,9	2.7, b
HFP 1000	1000	220	31 000	15	3400	12	121,7	2.7, c
HFP 650	650	120	20 000	15	3400	12	121,7	2.7, c
HPZ 600	600	220	15 500	75	3200	15	74,9	2.7, b

* Catalog TESLA 1972.

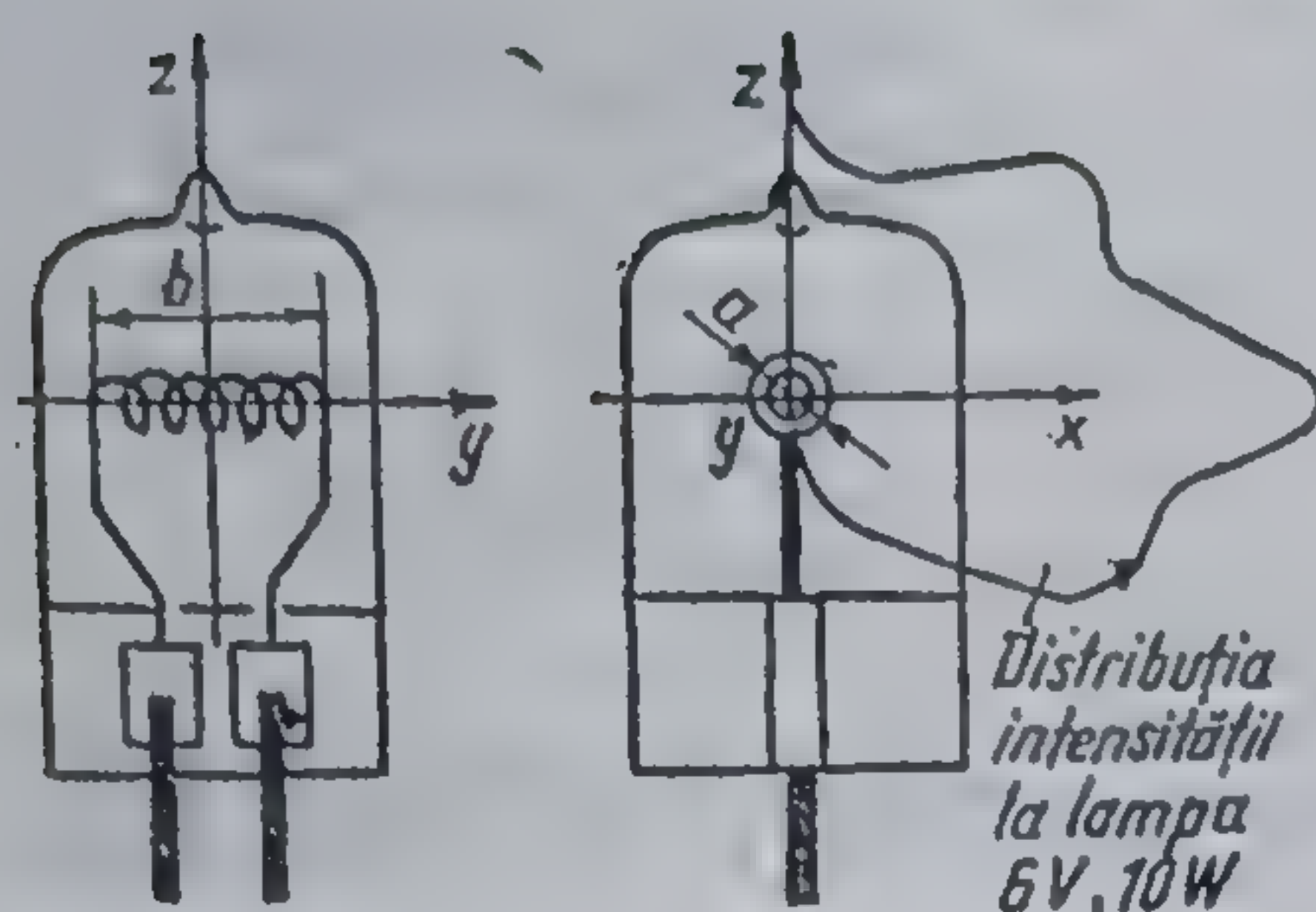


Fig. 2.8. Lămpi cu halogeni pentru aparate optice.

iar în tabelul 2.10 sînt redată caracteristicile lămpilor cu halogeni care funcționează cu tensiune joasă, fabricate în R.D.Germană (fig. 2.8).

Tabelul 2.10: Lămpi cu halogeni fabricate în R.D.G.

Lampa	TGL standardul nr.	Tensiune Văți	Pute- rea, W	cd/cm ²	Dimensiuni $a \times b$, mm ²	Durabilita- tea în ore
HLWS PY16-1,25	11 381	6	10	1 350	$1,9 \times 0,7$	100
HLWS 5-6 V/20 W PY16-1,25	11 381	6	20	1 900	$1,9 \times 1,4$	100
HLWS S-12 V/50 W- PY 24-1,5	11 381	12	50	2 500	$3,3 \times 1,6$	50
HLWS 5-A-12 V/50 W PY 24-1,5	11 381	12	50	2 500	$2,4 \times 2,4$	50
HLWS 5-12 V/100 W PY 24-1,5	11 381	12	100	3 600	$4,2 \times 2,3$	50
HLWS 5-24 V/150 W- PY 24-1,5	11 381	24	150	3 800	$5,8 \times 2,9$	50
HLWS 5-24 V/250 W PY 24-1,5	11 381	24	250	4 250	$7,0 \times 3,5$	50

Lămpile cu halogeni se folosesc și în alte domenii: iluminarea străzilor, stadioanelor, arhitecturilor, sălilor interioare precum și la farurile de ceață pentru automobile.

2.5.8. Compararea diferitelor surse de lumină

Lămpile cu vaporii de mercur sub presiune înaltă și lămpile cu halogeni prezintă importante avantaje față de lămpile cu incandescență. Astfel, pentru a se realiza un flux luminos de 1 milion de lumeni se folosesc: 38 kW pentru

lămpi cu incandescență; 23 kW pentru lămpi cu substanțe luminofoare; 18 kW pentru lămpi cu vapori de mercur sub presiune înaltă; 11 kW pentru lămpi cu halogeni.

Eficacitatea luminoasă a lămpilor cu halogeni este de circa 4 ori mai mare decât a lămpilor cu incandescență și de peste 1,5 ori mai mare decât a celor cu vapori de Hg.

2.5.9. Surse laser

Electronii sînt situați în anumite stări energetice numite nivele. Starea de energie minimă este starea fundamentală; aceasta conține o populație foarte densă. Trecerea de la starea fundamentală la una superioară se face prin absorbție de energie, iar de la una superioară la alta inferioară cu cedare de energie (emisie).

Emisia unei radiații este cauzată de tranziția efectuată de populația unui nivel superior spre alt nivel inferior. Acest fenomen are loc atît spontan cît și stimulat, prin iradierea sistemului atomic cu energie luminoasă (pompaș optic) energie termică sau prin ciocnirea cu electroni (pompaș electronic).

Emisia laser se bazează tocmai pe fenomenul de stimulare.

Într-un mediu aflat în echilibru termodinamic, populația N_2 a unui nivel superior de energie E_2 este mai scăzută decât populația N_1 a nivelului de energie inferior E_1 (fig. 2.9), conform legii lui Boltzmann: $N_2 = N_1 e^{-\frac{E_2 - E_1}{kT}}$, în care $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K este constanta lui Boltzmann și T — temperatura termodinamică.

Dacă o cantitate de energie $h\nu = E_2 - E_1 = \Delta E$ pătrunde în mediul considerat probabilitatea este mai mare ca aceasta să întâlnească unul din atomii de pe nivelul inferior E_1 și, prin absorbția cuantei $h\nu = \Delta E$, acesta să se ridice pe nivelul energetic mai ridicat E_2 (fig. 2.9, a), deoarece pe nivelul E_1 populația este mai densă. În acest mod are loc popularea nivelului E_2 .

Tranziția de la nivelul mai populat E_2 la nivelul mai puțin populat E_1 , are loc prin emisia unei cuante (fig. 2.9, b), adică prin emisia stimulată. Acest proces este caracteristic fiecărui laser.

2.5.9.1. *Lasere cu corpuri solide.* Fie, spre exemplu, laserul cu rubin creat de Dr. Theodore H. Haimann în anul 1960. Rubinul constă din oxid de aluminiu Al_2O_3 (Korund) în a cărui rețea cristalină se găsește circa 0,05% Cr trivalent (ioni de crom Cr^{3+}) în cazul rubinului roz sau 0,5% Cr, în cazul rubinului roșu.

Haimann a polisat capetele barei, după care una dintre cele două suprafețe a fost argintată, cu factorul de reflexie $R = 100\%$, iar cealaltă cu

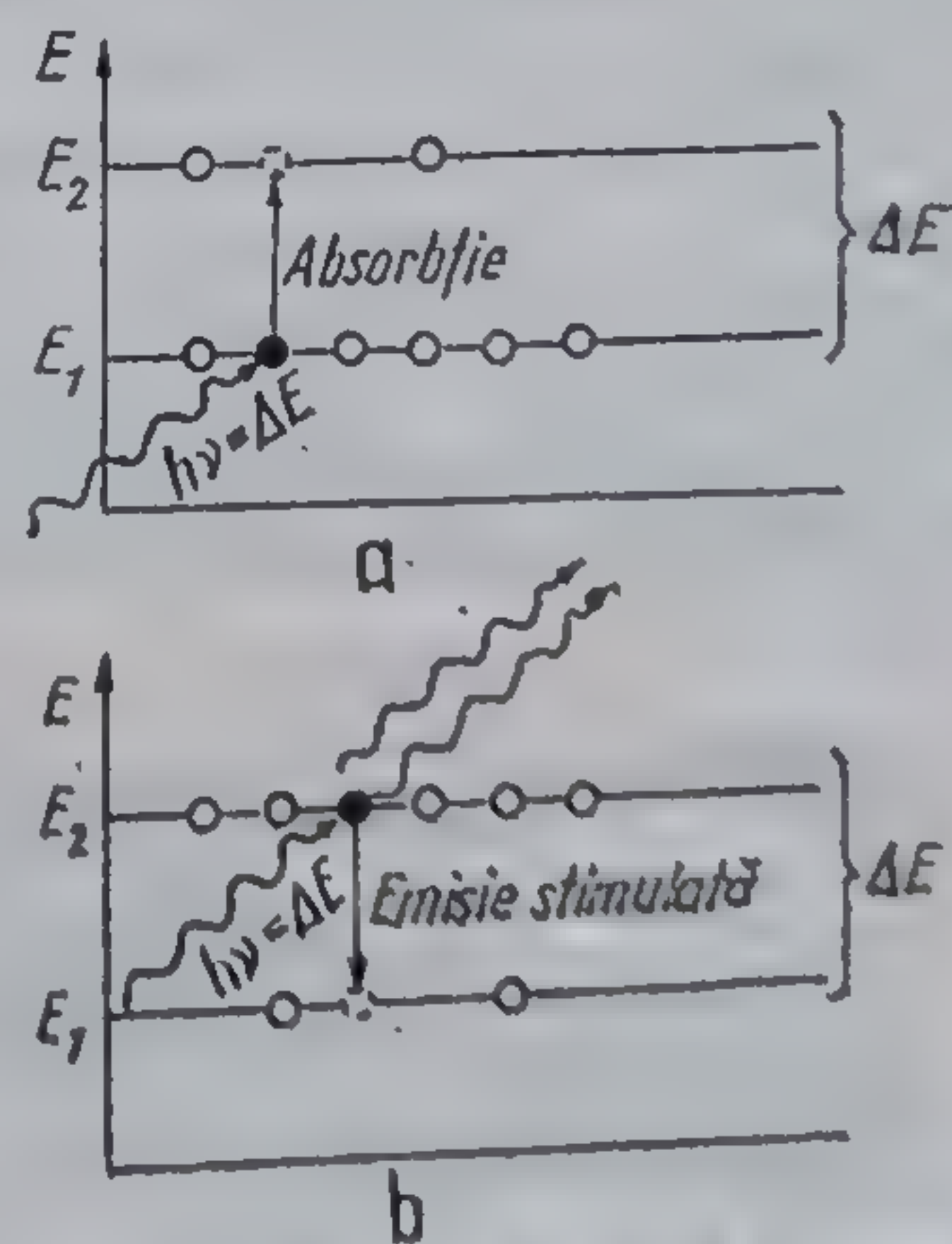


Fig. 2.9. Schemă de niveluri simple: a — echilibru termic; b — inversie de populație; c — emisie simultană.

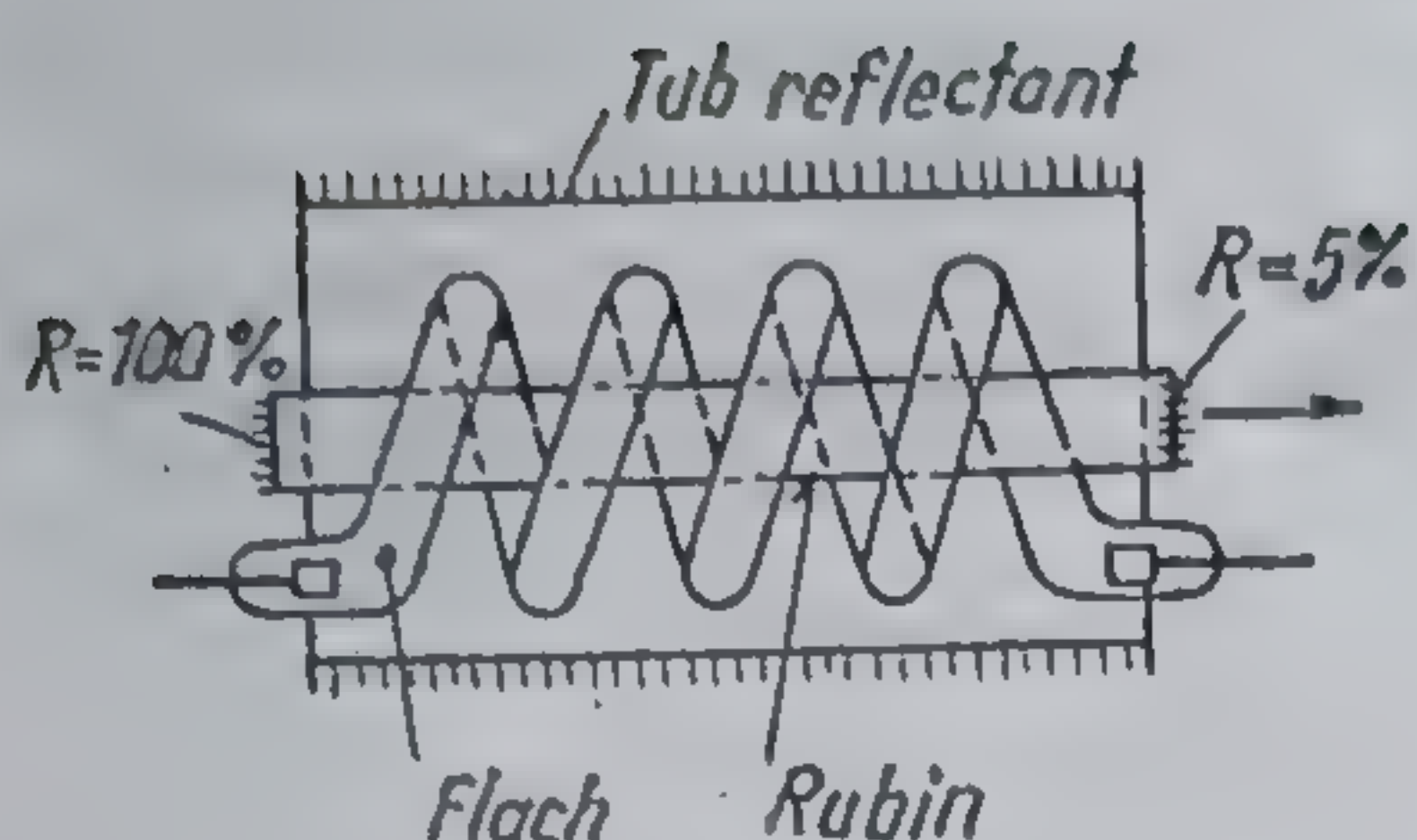


Fig. 2.10. Laser cu rubin.

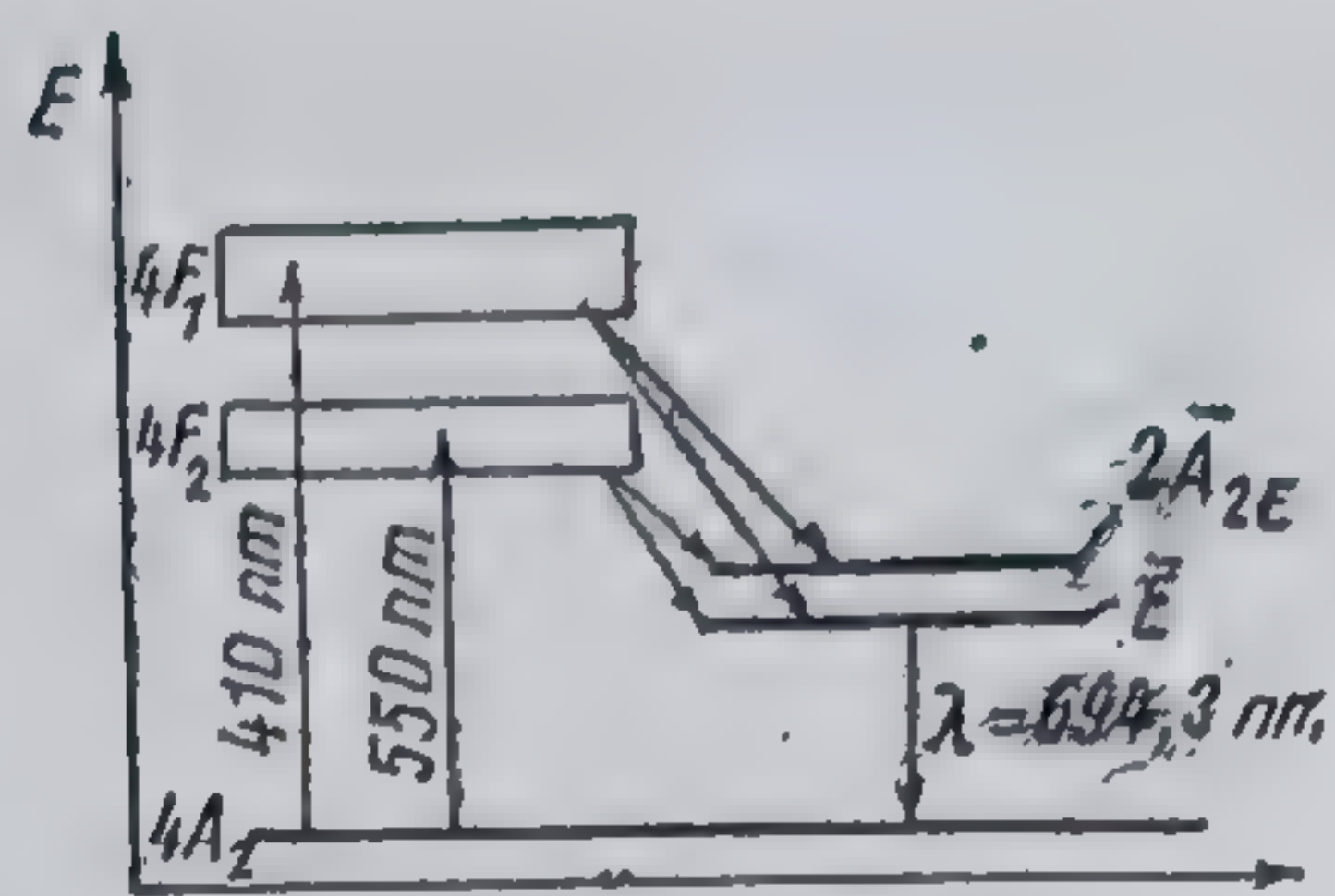


Fig. 2.11. Schema de nivele a laserului cu rubin.

$R=50\%$ (fig. 2.10). Apoi a înfășurat în jurul barei de rubin un „bec fulger” (arc cu xenon sau cu mercur de 500 — 100 W) lung, în formă de elice, numit și flash. Fiecare aprindere a flash-ului emite suficientă energie la culoarea albastră $\lambda = 410 \text{ nm}$ și la culoarea verde cu $\lambda = 550 \text{ nm}$, pentru a excita atomii de crom spre cele două benzi $4F_1$ și $4F_2$ (fig. 2.11). După popularea acestor niveluri ioni coboară pe două nivele metastabile $2\bar{A}$ și \bar{E} , dintre care este suficient să se cerceteze nivelul \bar{E} , mai populat decât $2\bar{E}$ și mai puternic decât nivelul $4A_2$ depopulat prin pompare. Inversia ia naștere prin aceea că, mai întâi prin acest pompaj optic, mai mulți ioni de crom pe unitatea de timp ajung de la $4A_2$ spre \bar{E} decât prin emisie spontană de la \bar{E} , înapoi spre $4A_2$. Procese spontane produce lumina roșie cu $\lambda = 694,3 \text{ nm}$.

Radiația care ia naștere prin emisia spontană produce în materialul laser emisie indusă, deși undele induse și cele inițiale au aceeași fază.

Noile cuante de lumină induc alte acte de emisie al altii ioni, așa că energia radiațiilor crește în cascadă. La un moment dat are loc descărcarea prin oglinda semitransparentă cu $R = 50\%$.

Cele două oglinzi pot fi capetele barei de rubin sau oglinzi propriu-zise, formînd un rezonator optic de tip interferometru Fabry-Perot (fig. 2.12), în care iau naștere unde staționare.

Un rezonator optic deschis poate avea oglinzile plane sau sferice. Pentru cele cu oglinzi sferice trebuie satisfăcută condiția: $0 \leq (L/r_1 - 1)(L/r_2 - 1) \leq 1$, în care r_1 și r_2 , sînt razele oglinzilor și L — distanța dintre oglinzi.

Rezonatorul servește ca buclă de reacție și astfel laserul se transformă din amplificator în oscilator, adică într-o sursă luminoasă.

Lungimea rezonatorului L (v. fig. 2.12) trebuie să fie un multiplu întreg de semilungimi de undă în materialul laser cu indicele de refracție n : $L =$

$= q\lambda/2n$, în care $q = 16^6 \dots 10^7$ (număr întreg) (condiția de rezonanță).

Pentru a se evita pierderile de lumină prin difracție, numărul Fresnel N trebuie să fie $N = d^2/4n\lambda L > 50$, în care d este diametrul oglinzii.

Laserele tipice au lungimea L cuprinsă între cîțiva cm și 1 m. $L \gg \lambda$, condiția de rezonanță este satisfăcută pentru

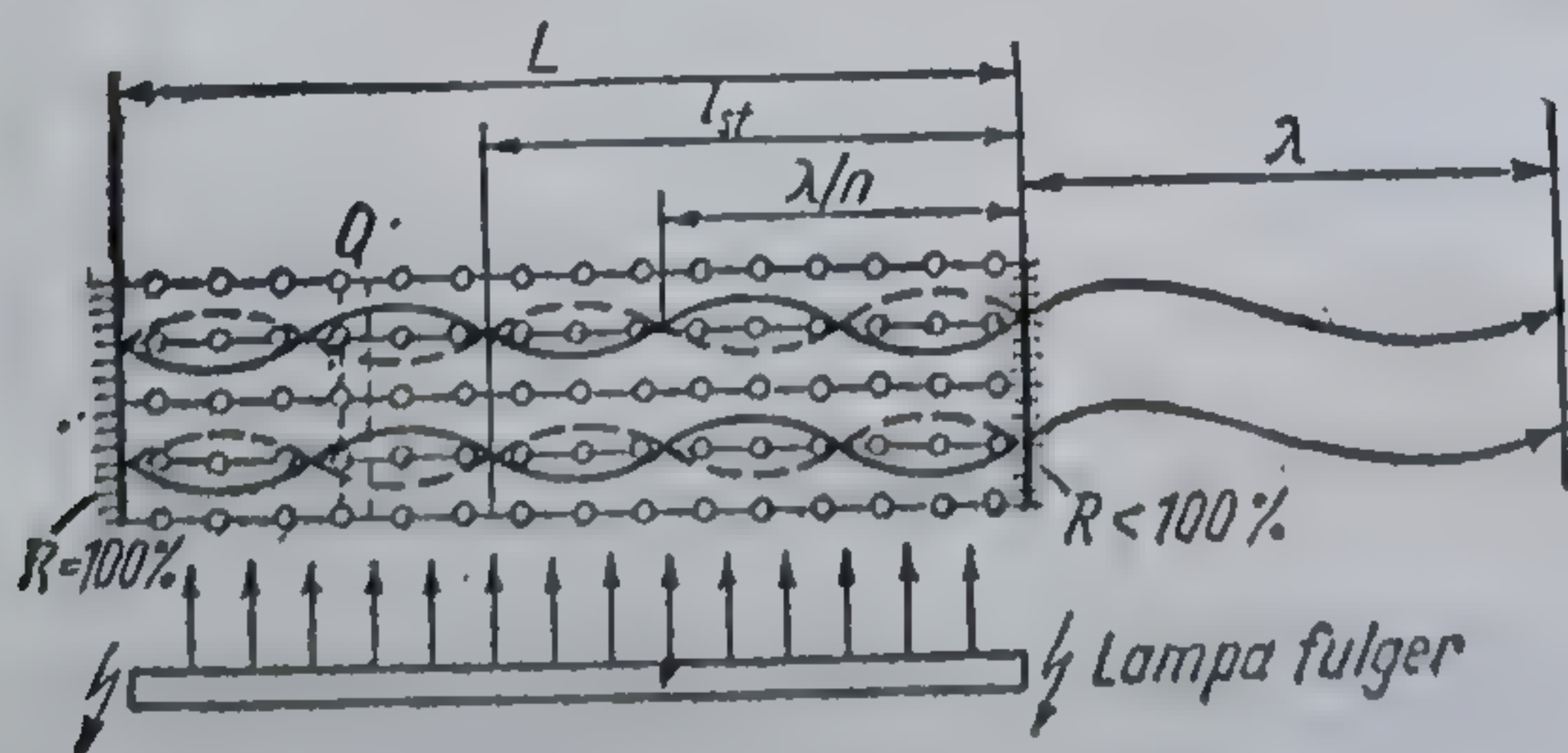


Fig. 2.12. Rezonatorul optic cu lungimea $L = q\lambda/2n$.

multe oscilații proprii (moduri) cu frecvențe învecinate care se găsesc în lățimea benzii emisiei spontane.

Fasciculele axiale se reflectă de multe ori pe oglinzi și se amplifică prin emisie indusă; cele extraaxiale părăsesc lateral laserul cu atât mai repede cu cât sînt mai înclinate. Pentru ca lumina să fie polarizată liniar, între axa cristalului și axa optică trebuie să existe un unghi de $60^\circ \dots 90^\circ$.

Așadar, prin pompaj optic, electronii ajung pe nivel superior și emit cuante $h\nu$ în toate direcțiile. Radiația emisă perpendicular pe oglinzi este reflectată de acestea și, revenind în mediu, stimulează alte tranziții. La rîndul său, radiația stimulată este reflectată înapoi în mediu și stimulează alte tranziții. În acest mod are loc un proces în „avalanșă”, care produce o radiație deosebit de intensă, paralelă cu axa oglinzilor. La un moment dat, o parte din radiație iese prin oglinda semitransparentă. Aceasta este radiația laser, caracterizată prin aceea că este: a) monocromatică; b) foarte intensă; c) coerentă spațial; d) coerentă temporal (condiția de coerență: $m\lambda_m = 2nL$, în care: m = număr de mod, λ_m — lungimea de undă a modului longitudinal); e) are divergență foarte mică ($\delta = 1,22 \lambda/d < 1 \text{ rad}$), fapt care se consideră că fasciculus laser este paralel.

În afara rubinului, se mai folosesc și alte materiale solide: ionii lantanidelor (pămînturilor rare), de exemplu Neodym 60 Nd, Samarin 62 Sm, Erbium 68 Er etc. (tabelul 2.11) cu care se dotează cristale (de exemplu CaF_2 , CaWO_4 sau YAG = Yttrium — Aluminium — Granat) sau sticla, ionii actinidelor (92 U — uraniul).

Laserele solide emit în pulsuri puternice, necesită pompaj optic, au randament scăzut și emit lumină coerentă și monocromatică.

Pentru puteri mari se folosește un comutator luminos Q , (fig. 2.13) de exemplu un modulator Kerr, care blochează drumul razelor spre oglinzi în timp ce se pompează optic pentru popularea nivelului \bar{E} (v. fig. 2.10). Dacă se deschide drumul razelor pentru un timp extrem de scurt (circa $10^{-8} \dots 10^{-13}$ s) și prin aceasta are loc rezonanța, atunci ia naștere o emisie stimulată. După felul modulatorului, un impuls durează între 5 și 50 ns cu o putere de circa $10^6 \dots 10^{10}$ W. Utilizare: telemetrie, suduri, găuriri, holografie, medicină.

2.5.9.2. *Lasere cu semiconductoare.* Un laser cu semiconductoare (fig. 2.14) este constituit dintr-un cristal de arsenură de galiu GaAs , de formă dreptunghiulară, cu dimensiuni foarte mici și cu capetele polisate, alcătuiind un rezonator cu lungimea geometrică a cavității rezonante $l = L/n$, unde L este lungimea optică a cavității și $n = 3,6$ este indicele de refracție al cristalului de GaAs . Aceasta este impurificat pe una din fețe cu telur (impurificare n), iar pe cealaltă, opusă, cu zinc (impurificare p). Zona dintre cele două straturi se numește joncțiune.

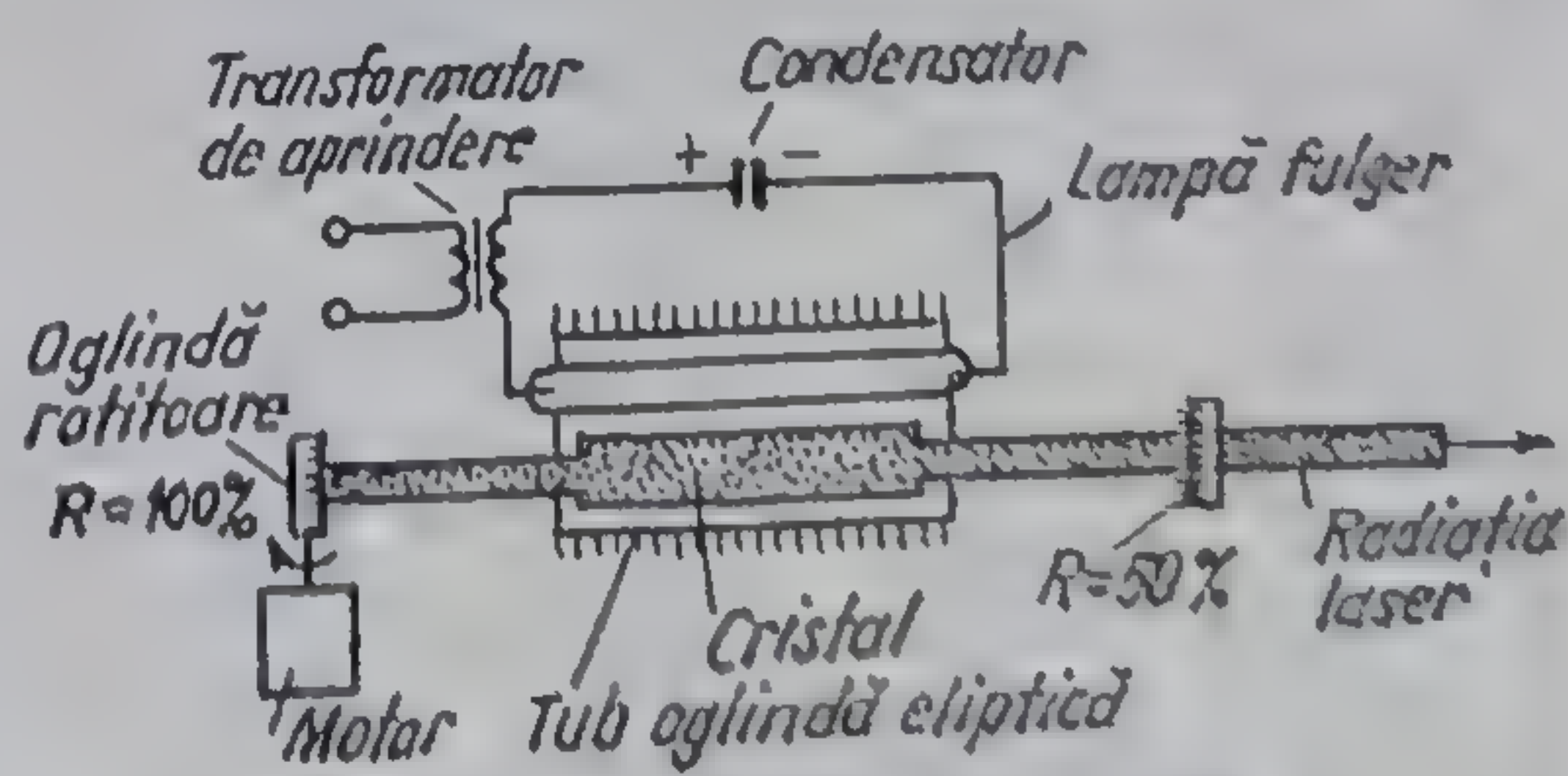


Fig. 2.13. Laser cu impulsuri de mare putere, cu oglindă rotitoare.

Tabelul 2.11. Sistemul periodic al elementelor cu materiale laser (selecție)

	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII
1	1 H							2 He
2	3 Li	4 Be	5 B	6 C	7 N	<div><div></div><div></div></div> 8 O	9 F	10 Ne
3	11 Na	12 Mg	13 Al	14 Si	15 P	16 S	17 Cl	18 Ar
4	19 K	20 Ca	21 Sc	22 Ti	23 V	24 Cr	25 Mn	26 Fe 27 Co 28 Ni
	29 Cu	30 Zn	31 Ga	32 Ge	33 As	34 Se	35 Br	36 Kr
5	37 Rb	38 Sr	39 Y	40 Zr	41 Nb	42 Mo	43 Tc	44 Ru 45 Rh 46 Pd
5	47 Ag	48 Cd	49 In	50 Sn	51 Sb	52 Te	53 I	54 Xe
6	55 Cs	56 Ba	57 La58-71	72 Hf	73 Ta	74 W	75 Re	76 Os 77 Ir 78 Pt
6	79 Au	80 Hg	81 Ti	82 Pb	83 Bi	84 Po	85 At	86 Rn
7	87 Fr	88 Ra	89 Ac90-103					
6	58 Ce	60 Nd	62 Sm	64 Gd	66 Dy	68 Er	70 Yb	(pământuri rare) ← Lanthanide
	59 Pr	61 Pm	63 Eu	65 Tb	67 Ho	69 Tm	71 Lu	
7	80 Th	92 U	94 Pu	96 Cm	98 Cf	100 Fm	102 No	← Actinide
	91 Pa	93 Np	95 Am	97 Bk	99 E	101 Md	103 Lr	

Pr = Praseodymium; Ce = Cerium; Pm = Promotium; Sm = Samarium; Lu = Lutetium
Eu = Europium; Gd = Gadolinium; Tb = Terbiu; Dy = Dysprosium;
Ho = Holmium; Er = Erbium; Th = Thulium.

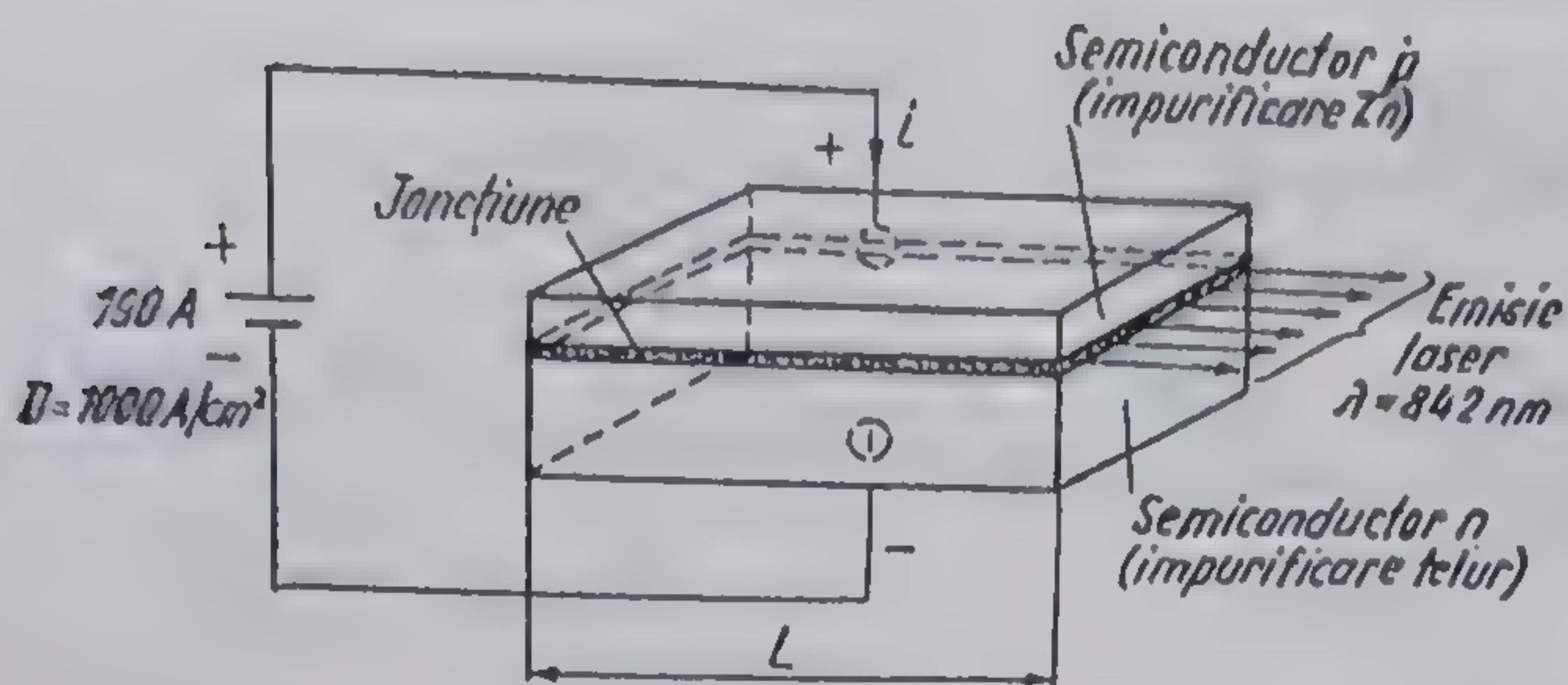


Fig. 2.14. Laser cu semiconductoare (Ga As).

Dacă cele două suprafețe n și p se conectează la o sursă de curent electric continuu de circa 190 A, se constată că prin suprafețele optic polisate are loc o emisie stimulată în pulsuri de radiații luminoase cu $\lambda = 842$ nm și puterea pînă la 100 W. Pe măsură ce curentul crește, banda luminoasă se îngustează. La o anumită valoare a curentului (prag) banda luminoasă devine foarte îngustă și intensă ($P < 600$ W). Caracteristici: randament mare, gabarit mic, dar divergența mare ($< 30^\circ$).

2.5.9.3. *Lasere cu coloranți organici.* Ca material se pretează numeroase fluide în care sînt dizolvate substanțe fluorescente ca: substanțe organice colorate (Cyanine, Rhodamine ș.a.), circulate continuu de o pompă în cavitatea rezonantă. Deoarece moleculele substanțelor colorate provoacă stări de vibrație și de rotire, nivelele de electroni sînt practic situate în benzi continue, fapt care înseamnă că lungimea de undă a radiației este reglabilă.

Pompajul optic are loc în soluții foarte diluate de molecule organice complicate. Modificînd concentrația se obține un decalaj de raze de circa 2%.

$\lambda = 420 - 710$ nm, 100 pulsuri/secundă. Excitarea cu laser argon.

În figura 2.15 este reprezentată puterea în dependența de lungimea de undă pentru lasere cu diferiți coloranți fabricați de firma C. Zeiss din Oberkochen.

2.5.9.4. *Lasere cu gaze.* La laserul cu gaz (fig. 2.16), mediul activ este închis sub presiune scăzută, într-o incintă cilindrică în care se produce inversia populației, prin descărcare în gaz atomic, ionic sau molecular. Tubul poate fi închis fie prin suprafețele reflectante, fie prin ferestrele înclinate, ale

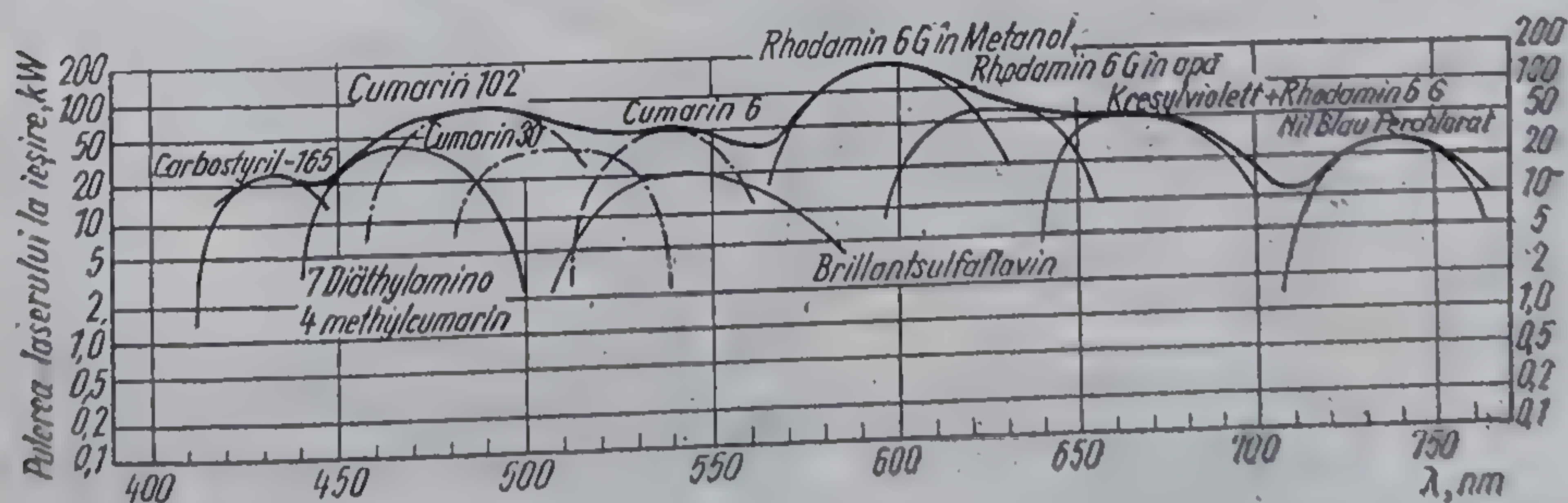


Fig. 2.15. Puterea în dependență de lungimea de undă pentru laserul cu coloranți 807103 (C. Zeiss - Oberkochen).

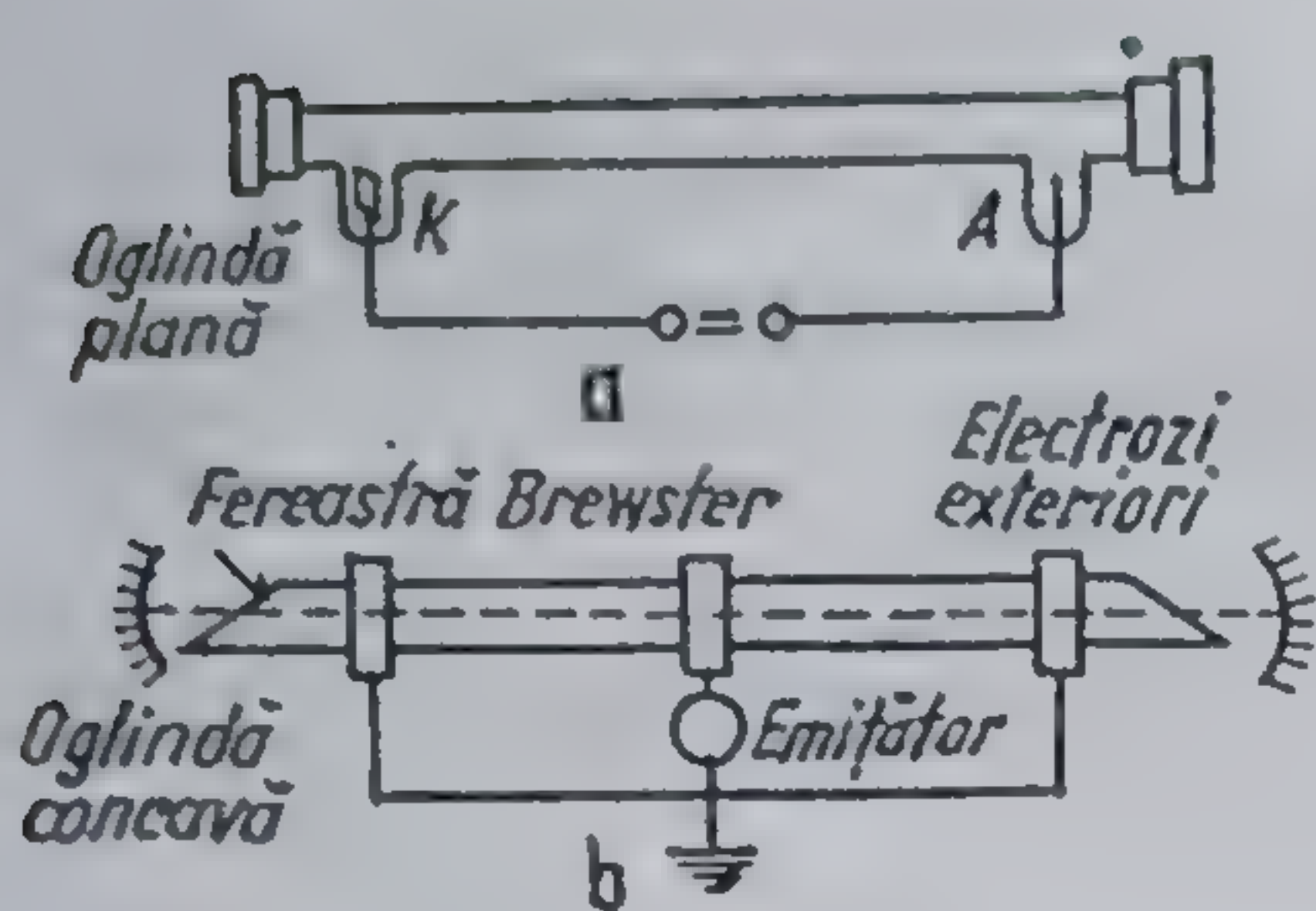


Fig. 2.16. Laser cu gaz.

căror normale fac unghiul Brewster cu axa tubului, pentru a se obține populația maximă (fig. 2.16). Oglinzile pot fi situate în interior sau în exterior, pentru a putea fi ajustate comod. Cele montate în interior pot fi ajustate cu ajutorul unor elemente elastice în formă de silfoane, iar cele din exterior pot fi ajustate cu șuruburi.

Într-un rezonator optic sînt posibile diferite autovibrații. La toate acestea, componentele vectorilor de cîmp perpen-

diculare pe axa oglinzilor sînt mari față de componentele axiale. De aceea, ca și în cazul rezonatoarelor cu cavitate, acestea se numesc moduri TEM_{mn}, unde *m* și *n* reprezintă numărul pozițiilor de zero în direcțiile *x* și *y* pe oglinzi.

Pierderile prin difracție ale modurilor cresc cu ordinul transversal. La laserii cu gaze, liniile spectrale sînt foarte dense în tot domeniul. În fig. 2.17 sînt reprezentate doar cîteva linii mai importante. Lungimea liniei este proporțională cu puterea laserului. Liniile întrerupte reprezintă laserii cu impulsuri a căror putere este considerabil mai mare decît a celor cu emisie continuă. La laserii cu Nd și CO₂ liniile sînt prelungite întrerupt pentru a arăta puterea mai ridicată a acestora atunci cînd funcționează în pulsuri.

Cele mai cunoscute lasere cu gaze sînt: He-Ne (roșu, 100 mW), ioni de argon (verde albastru; 100 W) și CO₂ (infraroșu; cîteva kW).

2.5.9.5. La laserul cu He-Ne (v. fig. 2.16), nivelul metastabil 2³ s al heliului (fig. 2.18) se află în vecinătatea termică a celor patru niveluri 2 s ale neonului. În timpul descărcării electrice (pompație electronică) nivelul meta-

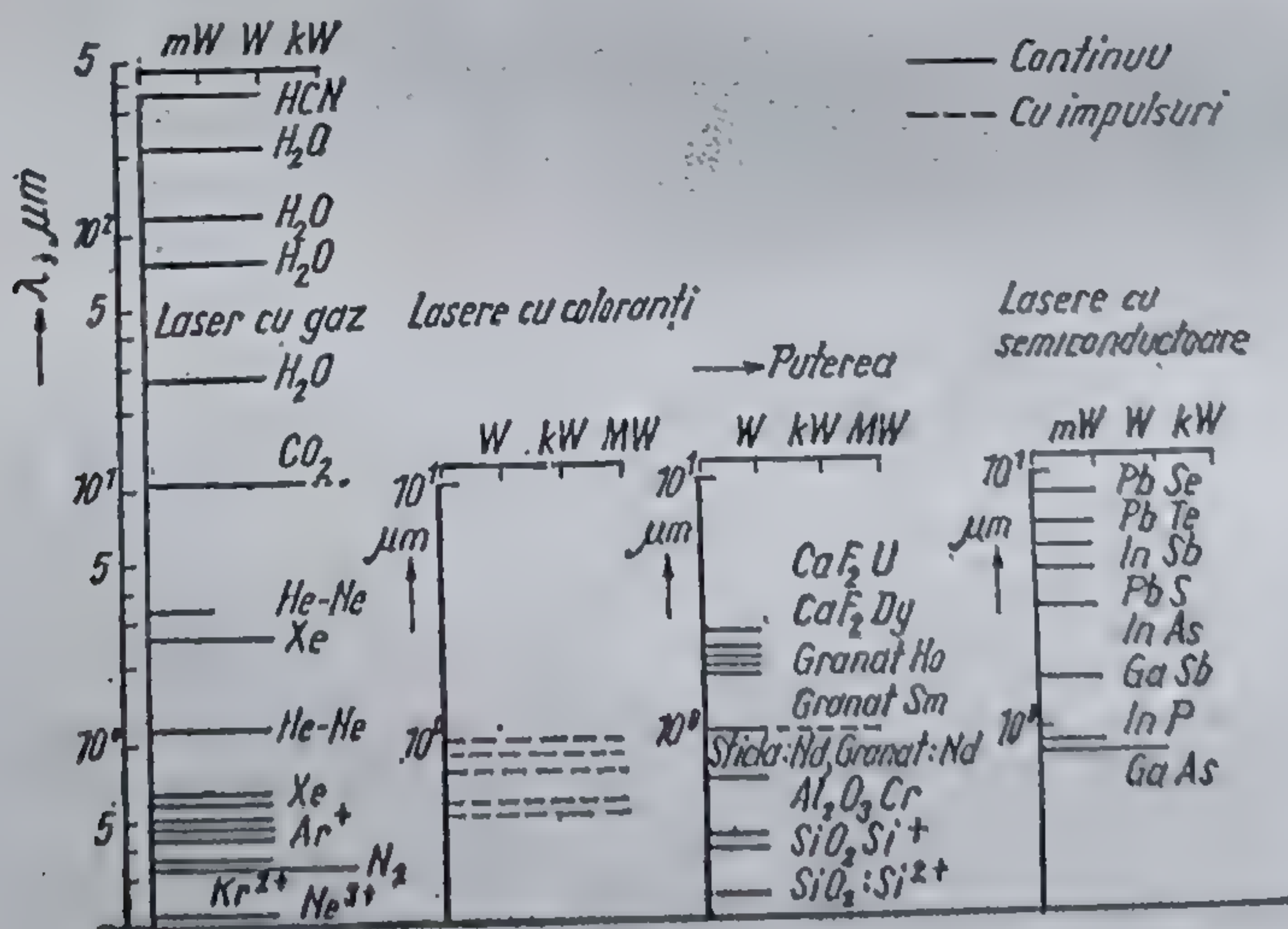
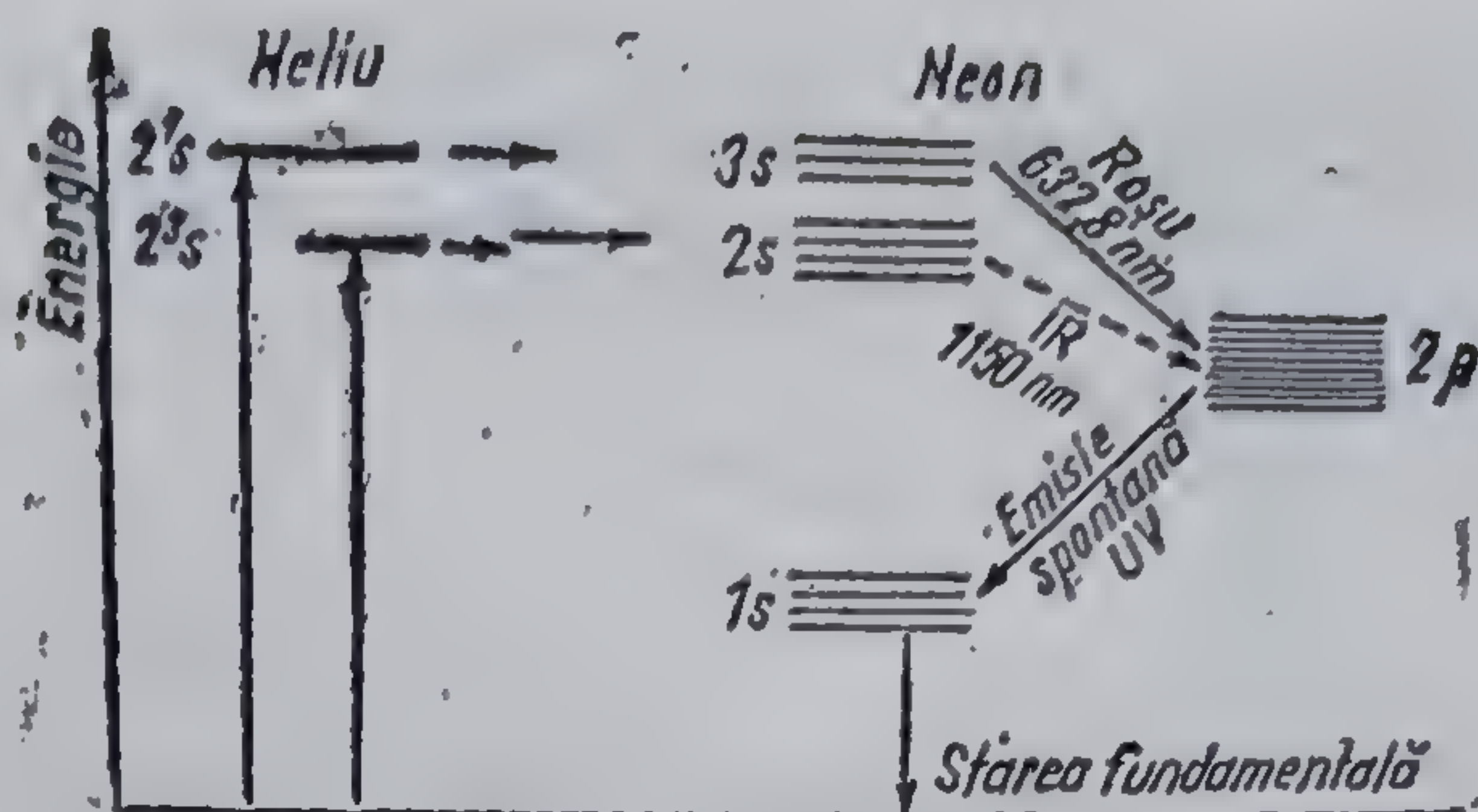


Fig. 2.17. Lungimi de undă și puteri la lasere cu diferite medii active.

Fig. 2.18. Schema de nivele pentru laserul He Ne.



stabil (cu durată foarte mare) al heliului se populează dens. Atomii de heliu aflați pe acest nivel pot ciocni atomii neexcitați de neon, în urma cărui fapt atomii de heliu cedează energie atomilor de neon. În acest mod atomul de heliu ajunge în starea fundamentală, iar atomul de neon se ridică pe unul din nivelurile 2s. Are loc un transfer de populație prin ciocniri atomice de speța a II-a, care, datorită și faptului că timpul de viață al nivelurilor 2p este cu un ordin de mărime mai mic decât al nivelurilor 2s, duce la o inversare de populație. Atomii de Ne excitați pot stimula la emisia cuantelor roșii și infraroșii, la care prin reflexia selectivă a oglinzilor rezonatorului se alege, de cele mai multe ori, numai radiația roșie $\lambda = 632,8 \text{ nm}$.

Între cele patru niveluri 2s și cele 10 niveluri 2p sînt permise 27 de tranziții, ale căror radiații se află în infraroșul apropiat (900–1200 nm). Efect laser intens s-a obținut pentru: $\lambda = 339; 632,8, 1118, 1153, 1160, 1199$ și 1207 nm. Cea mai intensă ($\lambda = 1153 \text{ nm}$) corespunde tranziției între nivelul $2s_1$ și $2p_6$. Emisia este continuă și puterea este 10 mW.

Date tehnice: tub de descărcare din cuarț $\varnothing 3 \dots 15 \text{ mm}$; $l \leq 1000 \text{ mm}$ conținînd He la presiunea de 1 Torr și $p_{\text{neon}}/p_{\text{heliu}} = 1/10$. Descărcarea este întreținută fie de curent continuu cu ajutorul a doi electrozi introduși în două tuburi laterale, fie de curent de înaltă frecvență (30 MHz) cu electrozi exteriori.

Alte gaze cu efect laser: 2 He, 10 Ne, 18 Ar, 36 Kr, 54 Xe, 55 Cs, 80 Hg (v. tabelul 2.11).

O variantă interesantă o constituie *laserul cu ioni*, de exemplu, cu ioni de argon Ar^{++} , care emite radiația cu $\lambda = 448 \text{ nm}$ și $P < 1000 \text{ W}$ în regim continuu. Pentru ionizarea gazelor și inversia de populație este necesară o descărcare în gaz cu curenți înalți. Cu o prismă, se poate selecta linia spectrală dorită.

Laserul molecular cel mai utilizat este cel cu CO_2 . Radiația stimulată ia naștere la trecerea indusă a moleculelor de CO_2 de la o stare de vibrație de înaltă energie la una cu nivel puțin mai jos. Diferența de energie $\Delta E = E_2 - E_1$ este mică și $\lambda = hc/\Delta E$ rezultă mare. Laserul cu CO_2 care emite un infraroșu la $10,59 \mu\text{m}$, are randament bun (circa 40%) și putere mare

la emisia continuă (10—50 kW). În tubul din sticlă se introduce CO_2 , N_2 și H_2 . Excitarea se face prin descărcare în curent continuu sau alternativ.

Oglinzile sferice sînt din metal inoxidabil (aurite). Una dintre acestea este prevăzută cu o deschidere pentru a permite emisia; ferestrele se execută din sare gema.

IFTAR — Măgurele produce următoarele lasere:

H_2N_2 : $\lambda = 632,8 \text{ nm}$; $P = 0,3 \text{ mW}$; mod transversal TEMOD stabilizat în frecvență. $\delta = 10^{-3} \text{ rad}$; distanța dintre două moduri axiale : 100 MHz.

H_2N_2 LG.50: $\lambda = 632,8 \text{ nm}$; $P = 30 \text{ mW}$ (monomod) și $P = 50 \text{ mW}$ (multimod); diametrul fasciculului $d = 2 \text{ mm}$;

H_2N_2 LGA-2: $\lambda = 632,8 \text{ nm}$; $P = 1 \text{ mW}$; TEM 00; $d = 0,88 \text{ mm}$; $\delta = 10^{-3} \text{ rad}$;

N_2 LGA-3: $\lambda = 632,8 \text{ nm}$; $P = 2 \text{ mW}$; TEM 00; $d = 0,88 \text{ mm}$; $\delta = 10^{-3} \text{ rad}$.

2.6. Receptoare de radiații

Caracteristicile unui element fotoelectric sînt: lungimea de undă pentru sensibilitatea spectrală maximă (fig. 2.19), domeniul sensibilității spectrale, rezistența la întuneric R_0 în Ω , rezistența la luminozitate R_H în Ω la o iluminare $E = 1000 \text{ lx}$, timpul de acționare t (în ms) pînă cînd R_0 devine $R_0 = 0,65 R_H$, coeficientul de temperatură TK în $^\circ\text{C}$. Liniaritatea, mărimea și forma suprafeței utile și sensibilitatea în $\mu\text{A/lm}$. Tabelul 2.12 conține date tehnice despre cîteva elemente fotoelectrice utilizate în construcția de aparate.

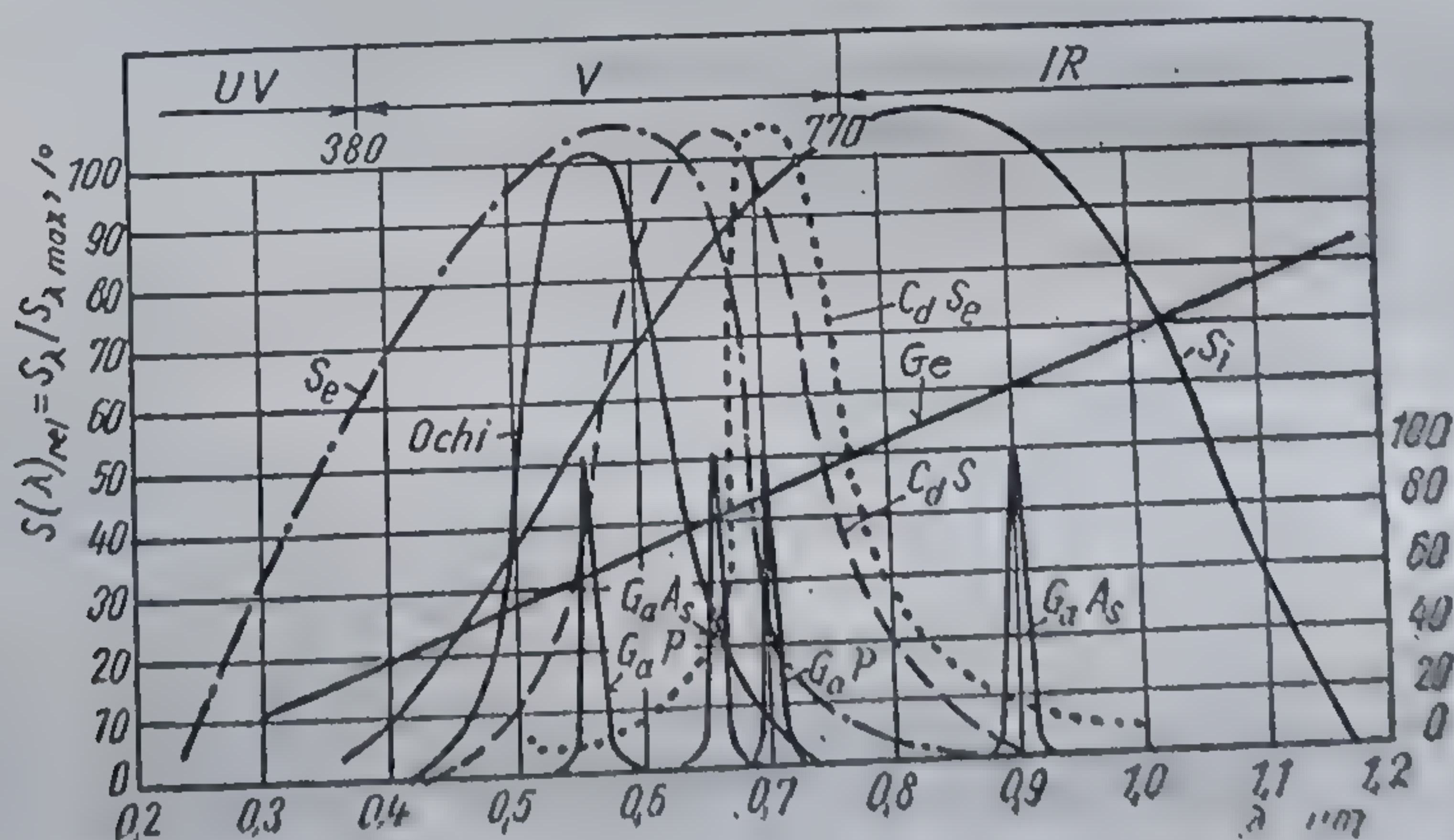


Fig. 2.19. Sensibilitățile spectrale ale unor materiale semiconductoare fotosensibile cu: Si, Se, CdS, Ge, CdSe și domeniile spectrale ale unor diode luminescente (GaAs, GaAsP, GaP).

Tabelul 2.12. Date tehnice pentru fotoreceptoare (FGT H. 8/1981, p. 370—372)

Fotoreceptoare							
Proprietăți	Fotocelule cu 1. Vacuum 2. Gaz	1. Foto- multi- plicator	1. Fotore- zistență	1. Fotoele- mente 2. Celule solare	1. Fotodiode 2. Fotodiode în avalanșe 3. Fotodiode PIN 4. Fotodiode Schattky	1. Fototranzis- tor bipolar 2. Foto-FET (Feldeffect- transistoren)	1. Fotothyri- stor
Efectul utilizat	Fotoeffect exterior		Fotoeffect interior		Fotoeffect-strat de baraj (caz particular al efectului intern)		
Sensibilitatea spectrală max. la $\lambda = \dots$ nm	1. Sb-Cs-Kat ≈ 400 nm Cs-Kat ≈ 800 nm	400 ... 530 nm	CdS: 550 ... 680 nm CdSe: 690...750 PbS: 2400 InSb: 5300 (la 5 K)	1. Se: 560 Si: 850 2. Si: 850 GaAs: 970 CdS: 520	1. Ge 1500 Si 850 2. Ca 1. 3. Ca1 și altfel 4. Ca1 și mai jos	1. Ge 1500 Si 850 2. Ca 1.	Ge: 1500 Si: 850
Sensibilitatea luminoasă S la $T_F = 2850$ K	1.20 ... 150 $\mu A/lm$ lm 0,1 ... 10 $\mu A/mW$ 2.0,1 ... 0,3 mA/lm $S_\phi = f(U)$	10 ... 100 $\mu A/lm$ (sensibilita- tea cato- dului)	20 $\mu A/lm$... 10 A/lm (răcire)	1. Se: 0,1 ... 0,7 Si ... < 6 2. Si ... < 6 GaAs: < 6 CdS: < 3 $\mu A/lm$	1. Ge: 60 mA/lm Si: 30 mA/lm 2. Ge: 12 000 mA lm Si: 30 000 mA 3. mai mult decît 1 4. 4mA/lm	1. Ge: 0,3 ... 1 Si: 0,3 ... 5 2. mai mare decît 1 A/lm	20 ... 500 lx pt. aprindere, influențabil prin rezistența între G_K și K sau A și G_A
Curentul de întineric D	1. 0,1 μA 2. > 0,1 μA la $u > 40$ V	0,1 ... 50 nA	cîtiva μA		1. Ge: 4 ... 50 μA Si: 15 pA ... 100 nA 2. Ge: (4 ... 50) \times $\times 200 \mu A$ Si: $15 \cdot 10^3$ pA 10^6 nA 3. Ca 1. 4. Ca 1.	1. Ge: 0,3 ... 100 μA Si: 5 ... 100 nA 2. < 1	nu deranjează
Frecvența li- mită	1. 10^{10} Hz 2. 10^5 Hz	10^{10} Hz	1 ... 10^3 Hz la rece mai bine	1. Se 500 Hz Si 10^6 Hz 2. Datele nu sînt necesare	1. Ge: 10^5 Hz Si: 10^8 Hz 2. 10^{10} Hz 3. > 1 Hz 4. $2 \cdot 10^{10}$ Hz	1. 10^6 Hz 2. 10^8 Hz	≈ 10 MHz
Coeficientul de temperatură	1. Foarte mic 2. Foarte mic	Foarte mic	2%/°C	1. 0,2%/°C 2. Cds: foarte mare	1. 0,2 ... 2%/°C	5%/°C	curentul de blo- care se dublează la fiecare 8°C

3.

Sisteme optice lenticulare

3.1. Calculul și construcția simpletelor

3.1.1. Lentile situate în medii omogene

Cu relațiile (1.38), (1.39), (1.40), (1.77) și (1.78) se pot deduce elementele caracteristice ale unei lentile (fig. 3.1):

$$\varphi' = (n - 1)(\rho_1 - \rho_3) + \frac{(n - 1)^2}{n} d \rho_1 \rho_3; \quad (3.1)$$

$$s_{\bar{F}} = \overrightarrow{S_1 \bar{F}} = -f' \left[1 + \frac{d(n - 1)}{nr_3} \right]; \quad (3.2)$$

$$s'_{F'} = \overrightarrow{S_3 F'} = f' \left[1 - \frac{d(n - 1)}{nr_1} \right]; \quad (3.3)$$

$$s_H = \overrightarrow{S_1 H} = s_{\bar{F}} - \bar{f} = -f' \frac{(n - 1)d}{nr_3} = \frac{r_1 d}{n(r_1 - r_3) - (n - 1)d}; \quad (3.4)$$

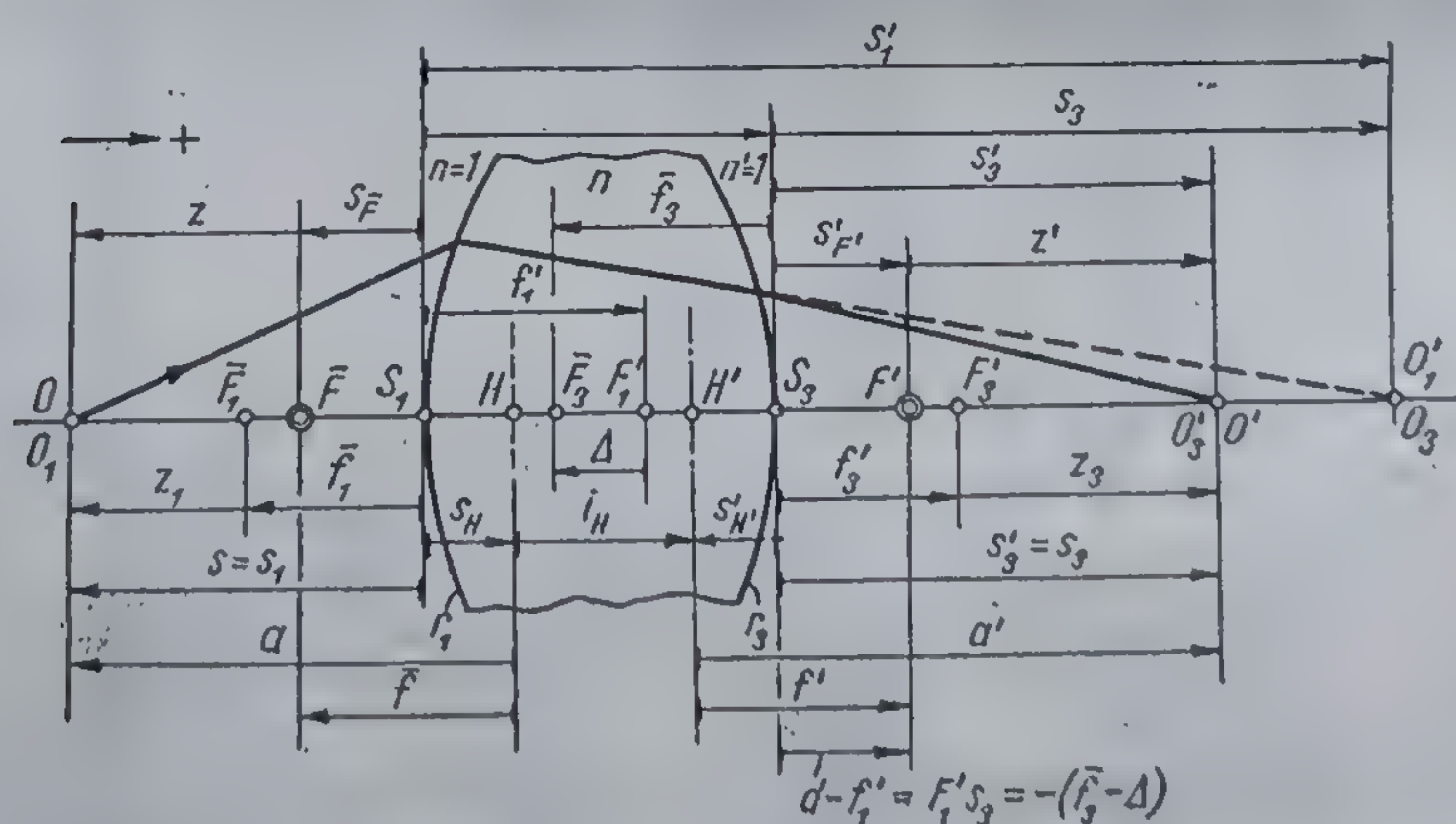


Fig. 3.1. Elementele de calcul la o lentilă groasă.

$$s'_H = \overrightarrow{S_3 H'} = s'_F - f' = -f' \frac{(n-1)d}{nr_1} = \frac{r_2 d}{n(r_1 - r_3) - (n-1)d}; \quad (3.5)$$

$$i_H = \overrightarrow{HH'} = d - s_H + s'_H = \frac{d(n-1)(d + r_3 - r_1)}{n(r_3 - r_1) + (n-1)d}. \quad (3.6)$$

În medii diferite $n' \neq n$ și $\bar{f} = -f' \frac{n}{n'}$.

Pentru $n' = n = 1$ (aer) se poate scrie

$$f' = -\bar{f}; \quad 1/a' = 1/a = 1/f'; \quad zz' = -f'^2;$$

$$\alpha = \frac{a'^2}{a^2} = \frac{f'^2}{(a + f')^2};$$

$$\beta' = \frac{y'}{y} = \frac{na'}{n'a} = -\frac{\bar{f}a'}{f'a} = -\frac{\bar{f}}{f'} = -\frac{z'}{f'} = \frac{1}{\beta};$$

$$\gamma = \frac{\sigma'}{\sigma} = -\frac{z}{f'} = -\frac{f'}{z'} = \frac{a + f'}{f'};$$

$$\alpha = \beta'^2 = 1/\gamma^2;$$

$$a = \frac{\bar{f}a'}{a' + \bar{f} \frac{n'}{n}} = \frac{f'a'}{f' - a} \cdot \frac{n}{n'} = f' \frac{1 - \beta'}{\beta'}; \quad (3.7)$$

$$a' = \frac{\bar{f}a}{\bar{f} - a} \cdot \frac{n'}{n} = \frac{f'a}{a + f' \frac{n}{n'}} = f'(1 - \beta'); \quad (3.8)$$

$$C = \overrightarrow{OO'} = a' - a + i_H = f'(2 - \beta' - 1/\beta') + i_H \approx \approx -f'(1 - \beta')^2/\beta', \quad (3.9)$$

în care β' este negativ;

grosimea lentilei convergente (fig. 3.2, a și b)

$$d = \frac{D_t^2}{8(n-1)f'}; \quad (3.10)$$

grosimea lentilei convergente la margine (fig. 3.2, c):

$$t \geq 0,05 D_t; \quad (3.11)$$

grosimea lentilei divergente pe axa optică (fig. 3.2, d):

$$d \geq 0,03 D_t; \quad (3.12)$$

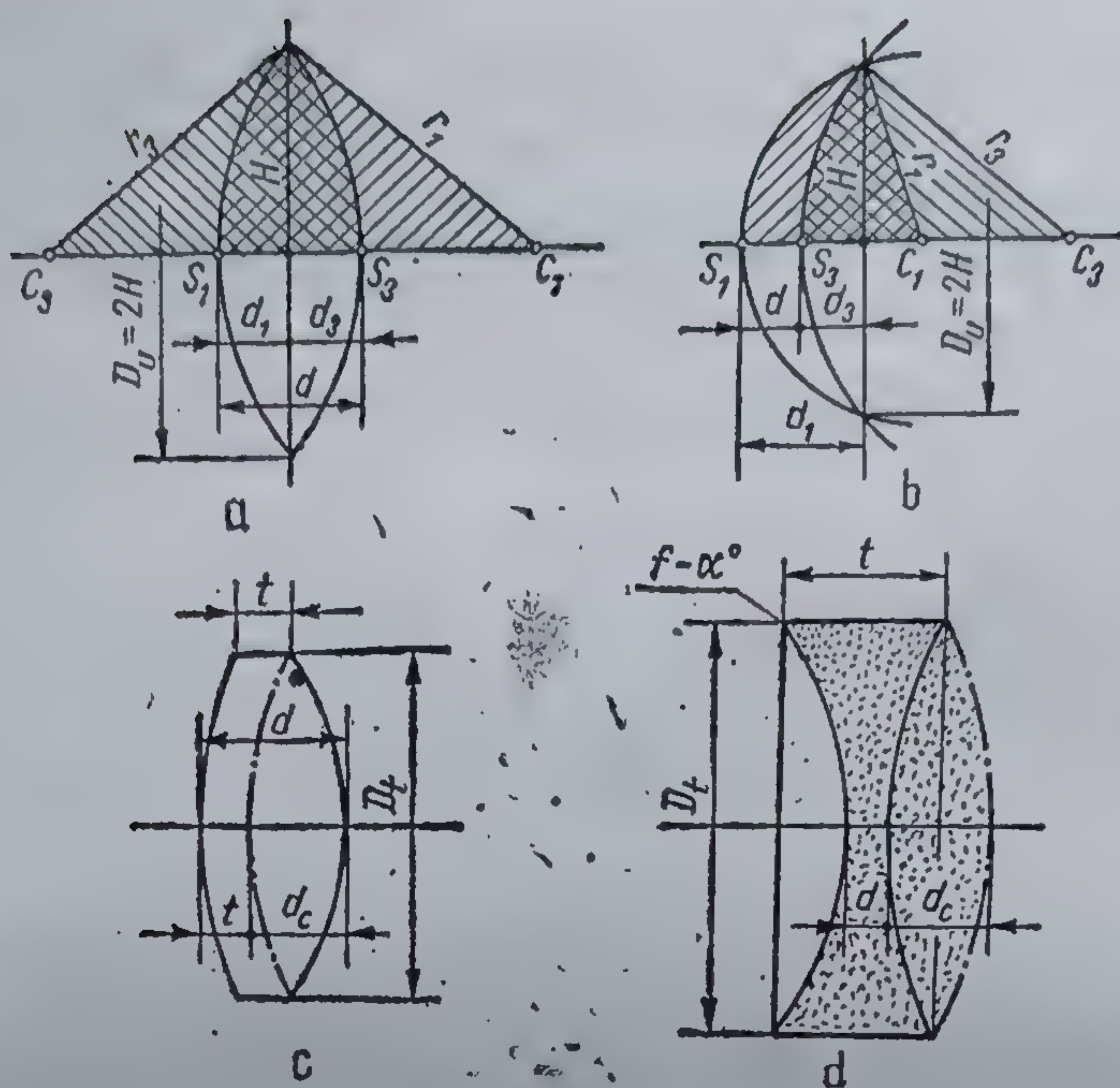


Fig. 3.2. Grosimile lentilelor.

grosimea totală a lentilei convergente pe axa optică:

$$d_a = \frac{D_t^2}{8(n-1)f'} + 0,05 D_t; \quad (3.13)$$

grosimea totală a lentilei divergente la margine:

$$t_a = 0,03 D_t - \frac{D_t^2}{8(n-1)f'_d}. \quad (3.14)$$

Relații de verificare:

$$4d + 10t \geq D_t; \text{ (lentile convergente);} \quad (3.15)$$

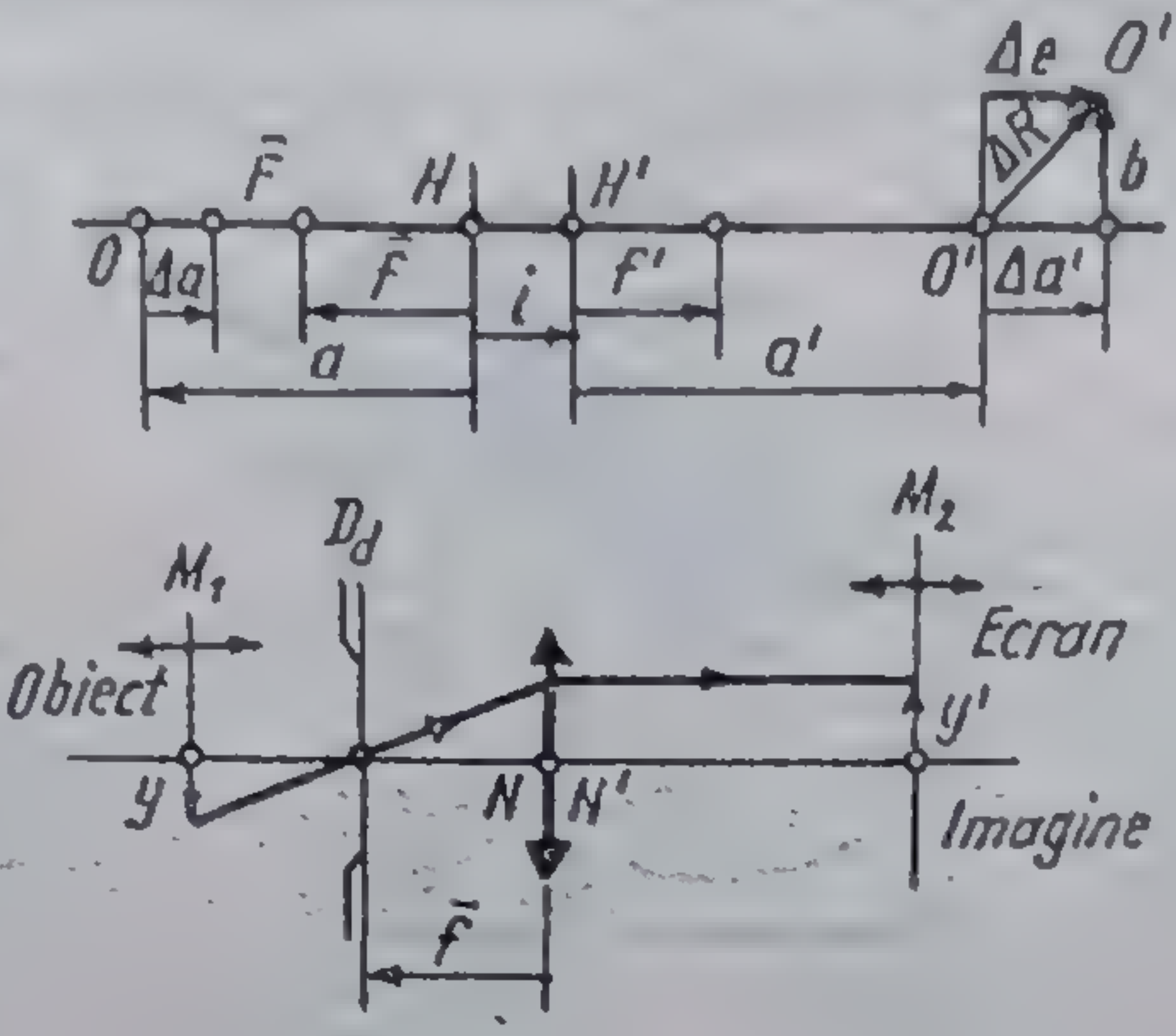
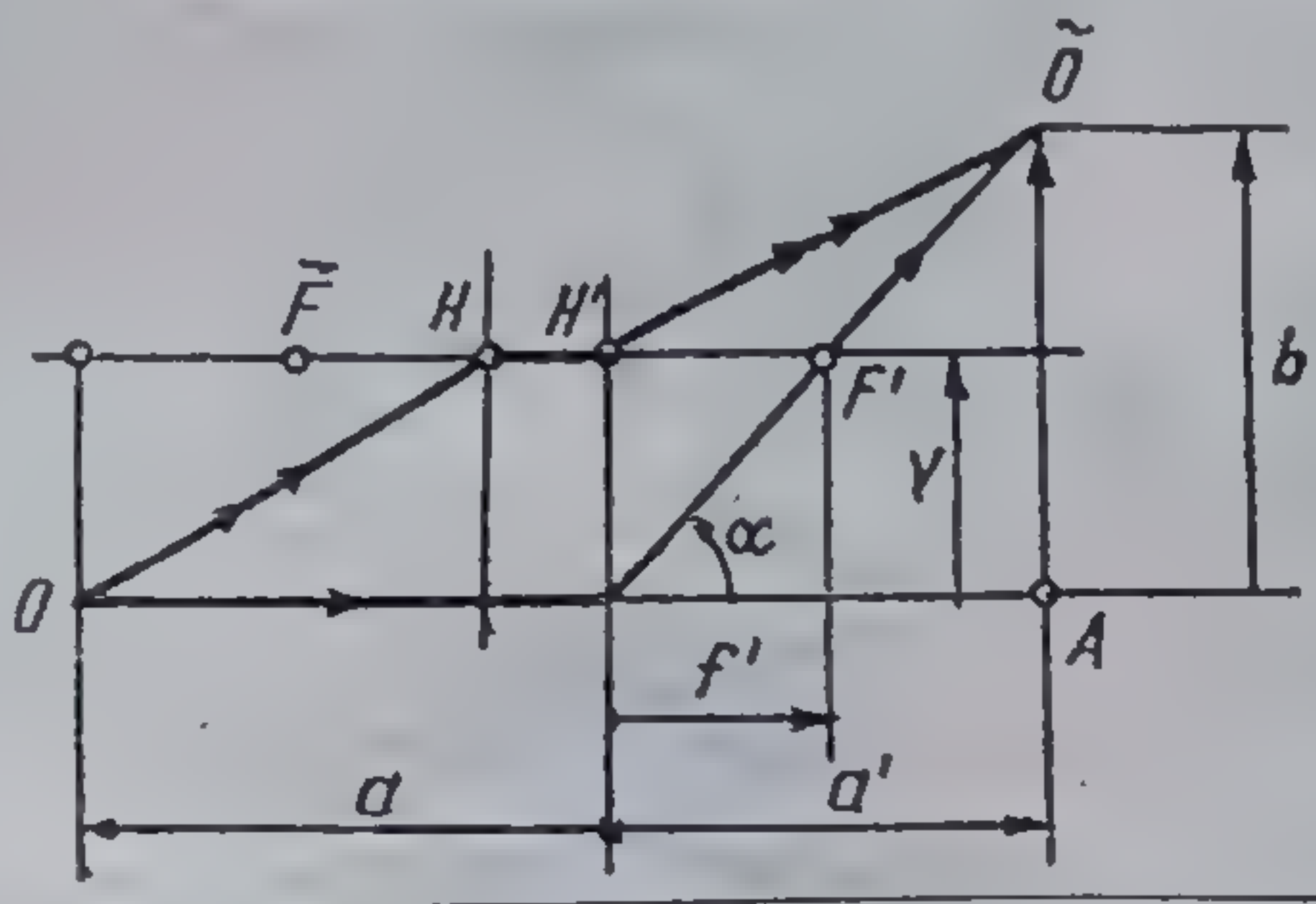
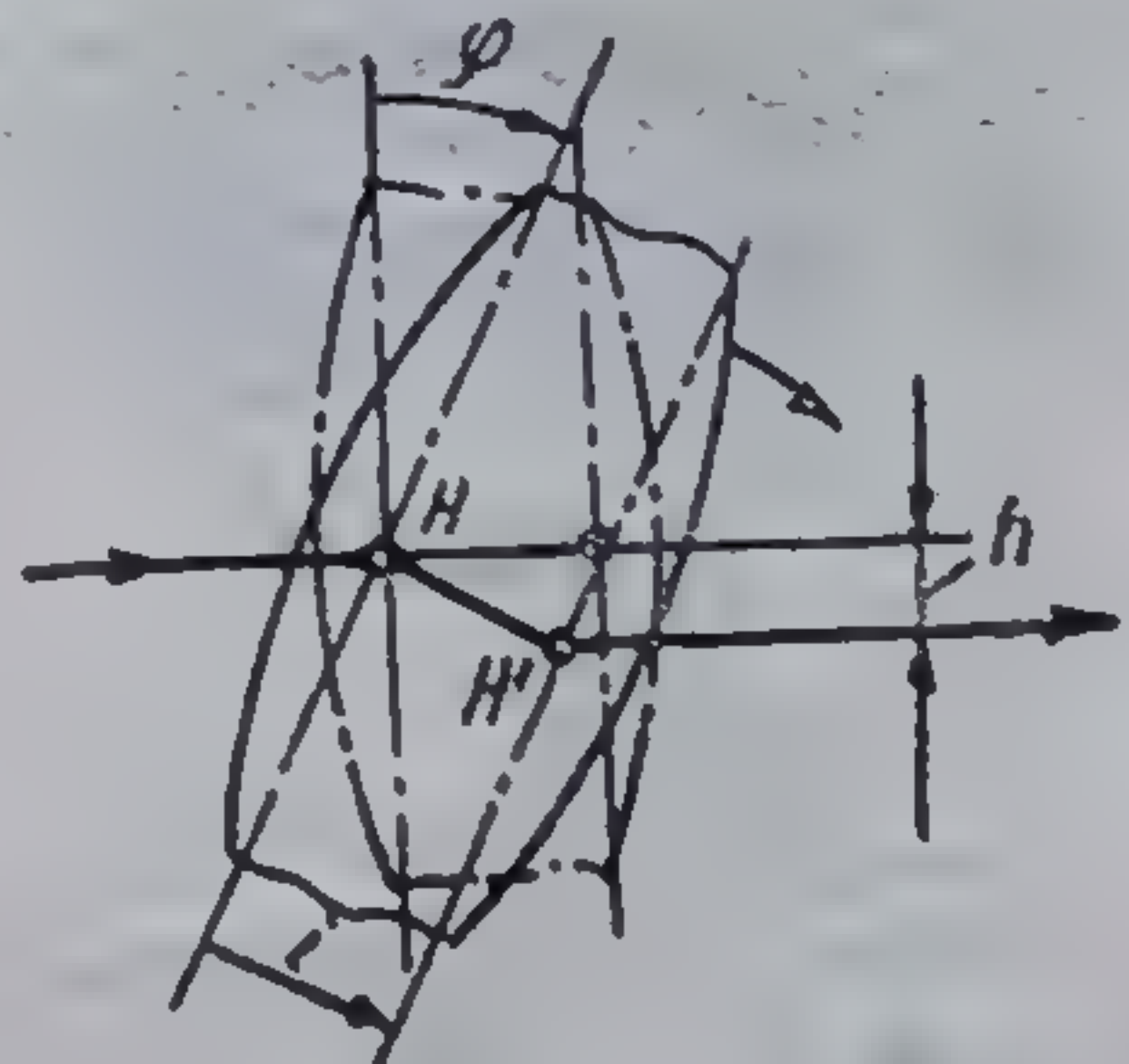
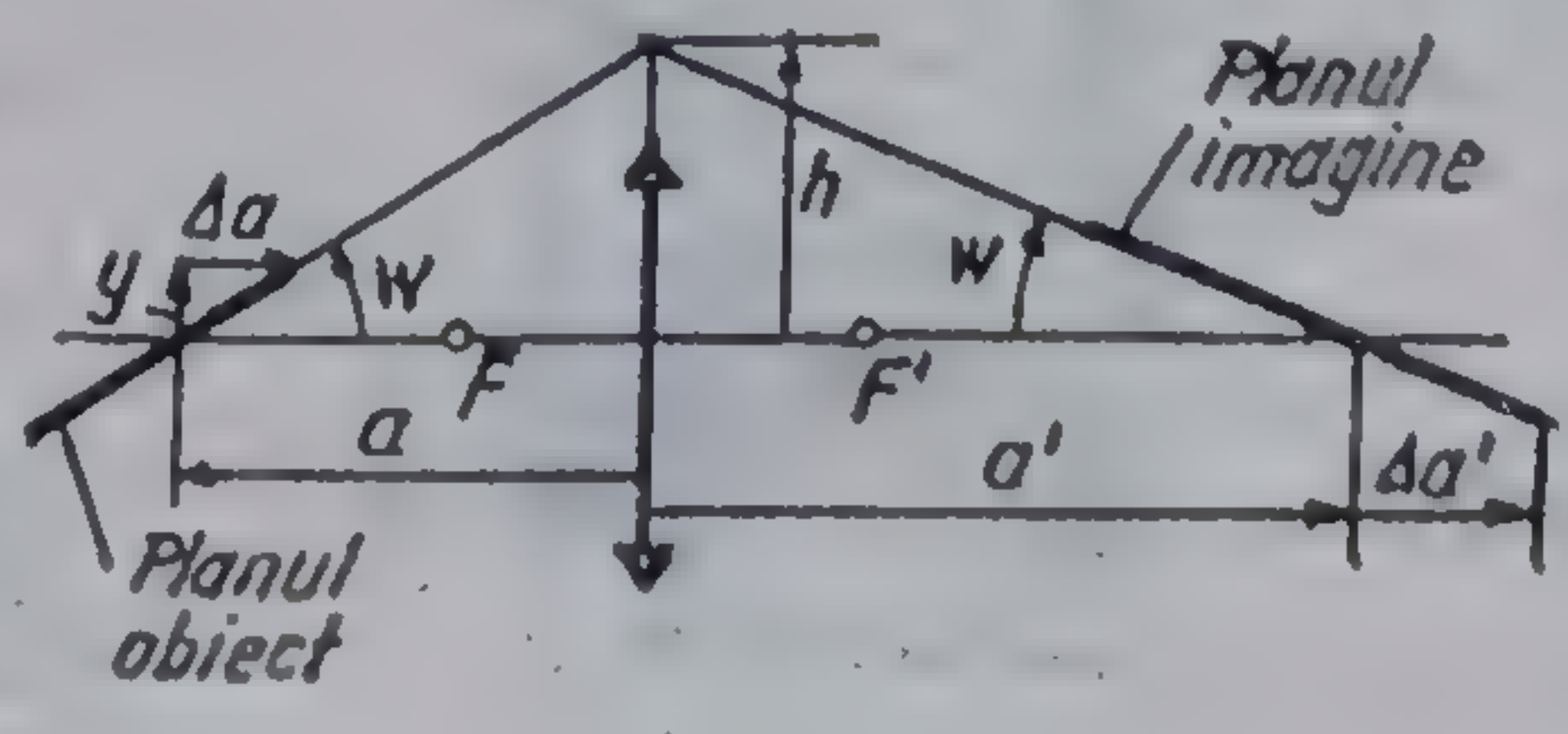
$$12d + 3t \geq D_t; \text{ (lentile divergente).} \quad (3.16)$$

Abaterile de poziție ale lentilelor sînt date în tabelul 3.1.

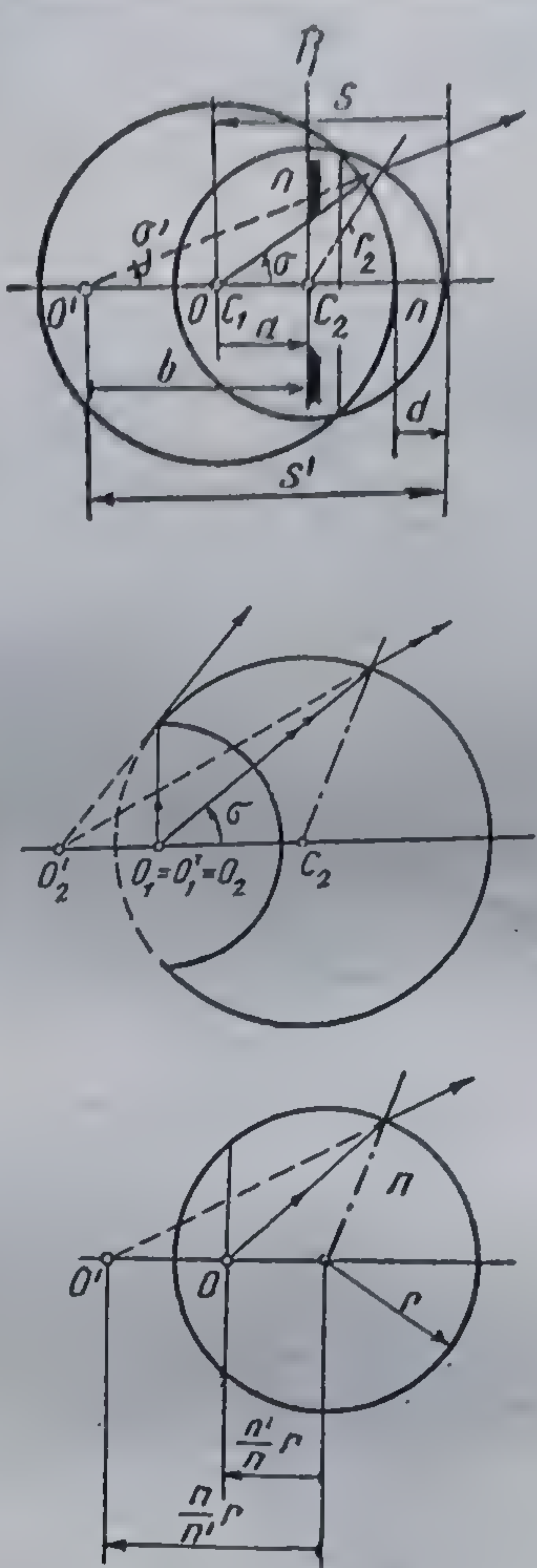
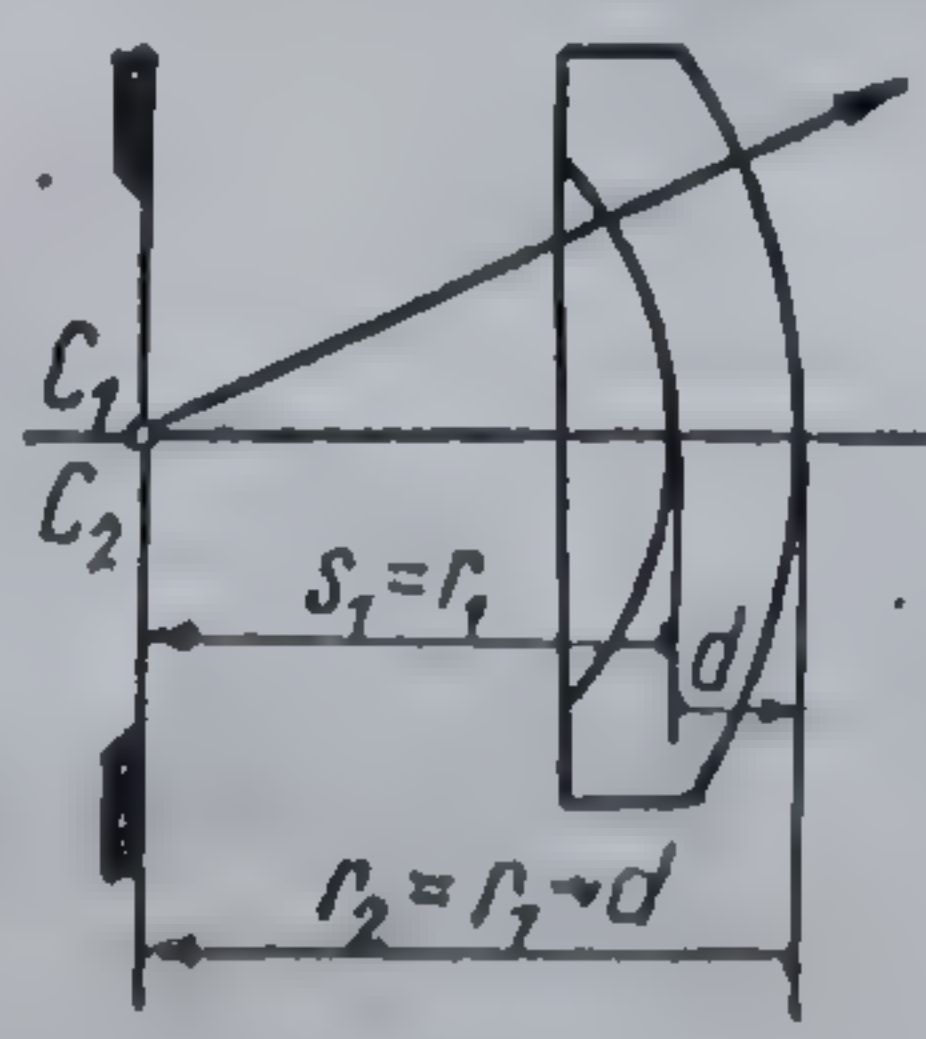
3.1.2. Lentile cu proprietăți speciale

În tabelul 3.2. sînt redată cîteva tipuri de lentile caracterizate prin proprietăți deosebite privind corecția anumitor aberații, realizarea unor anumite imagini sau mărimi optice.

Tabelul 3.1. Abaterile de poziție ale sistemelor lenticulare

1	2	3
<p>1. Abateri axiale</p> <p>Poziția punctului imagine depinde de mai multe mărimi și nu este posibilă ajustarea.</p> <p>Dacă se realizează propagarea telecentrică, pot fi efectuate două reglaje independente (M):</p> <ul style="list-style-type: none"> — deplasarea obiectului O, pentru realizarea măririi β'; — deplasarea ecranului, pentru realizarea netității imaginii. 		$\Delta a' = \Delta a \left[\left(\frac{a'}{a} \right)^2 - 1 \right] = \Delta a (\beta'^2 - 1)$ $\beta'_0 = \frac{a' + a\beta'^2}{a + \Delta a} \neq \beta'$
<p>2. Abateri transversale</p> <p>Abaterile transversale care apar la montaj ori la deplasarea sistemelor (sistemul de focalizare interioară de la luneta teodolitului) trebuie să aibă distanță focală mare.</p>		$b = a' \tan \alpha = a' \frac{V}{f'} = a' V \varphi' = \frac{V}{f'} \cdot 3438 \text{ min.}$ $V = f' \alpha / 3438 \text{ mm}$
<p>3. Abateri unghiulare</p> <p>La rotirea sistemului cu unghiul φ în jurul punctului nodal apare o deplasare $h = i \sin \varphi$.</p> <p>Pentru unghiuri mici se poate scrie:</p> $h = i \varphi.$		$h = i \sin \varphi$
<p>4. Planul obiect este înclinat față de axa optică</p> <p>În acest caz este necesar ca și planul imagine (ecranul) să fie înclinat cu unghiul w' față de axa optică, pentru ca imaginea să fie netă pe ecran.</p>		$h = -a/w = -a'/w'$ $w' = \frac{\Delta a'}{y'} = \frac{w}{\gamma} = \frac{\alpha}{\beta} w,$ <p>În care α, β', γ sînt măririle optice. Planele obiect și imagine trebuie să se întâlnească la înălțimea h din planul principal.</p>

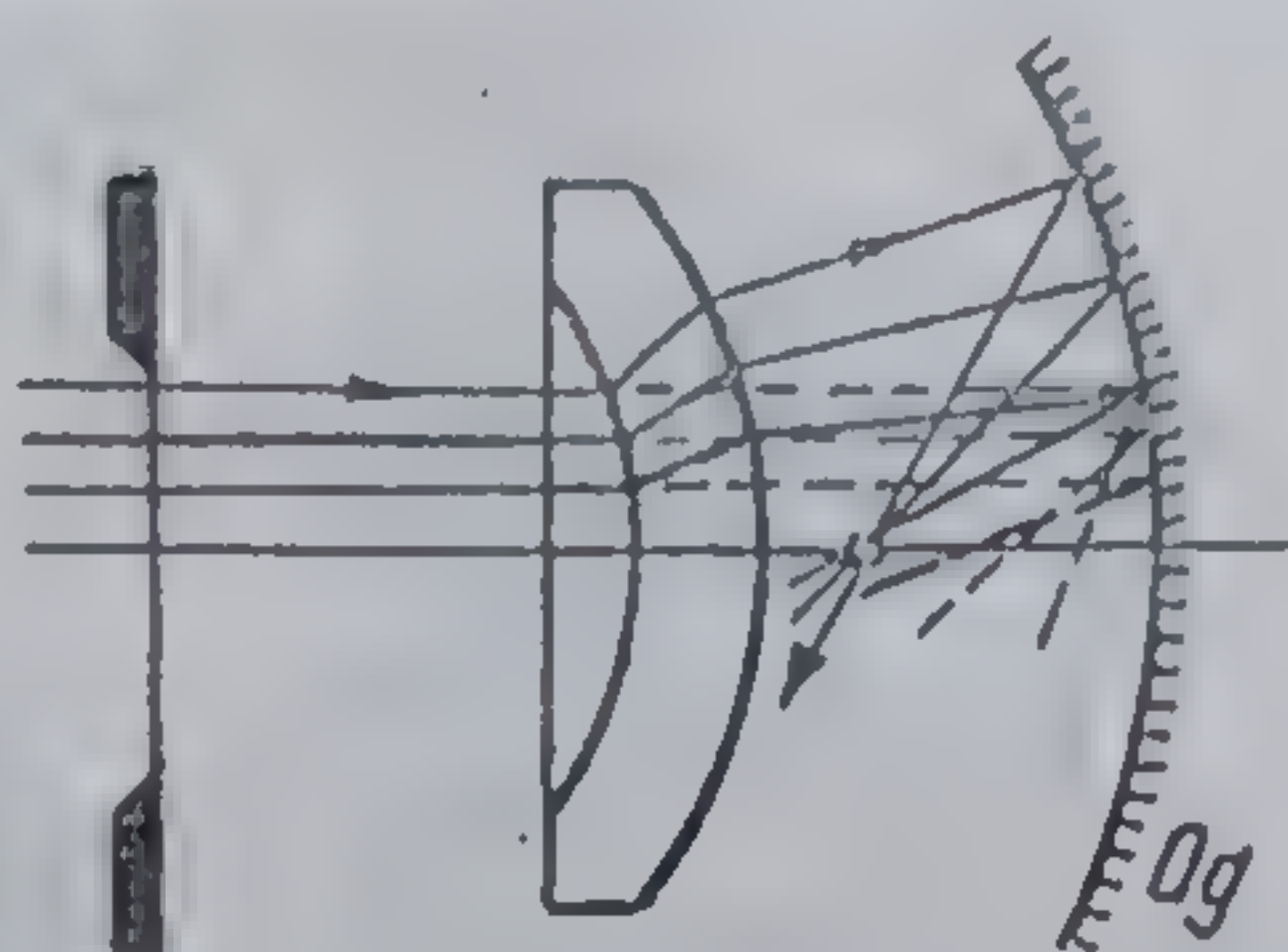
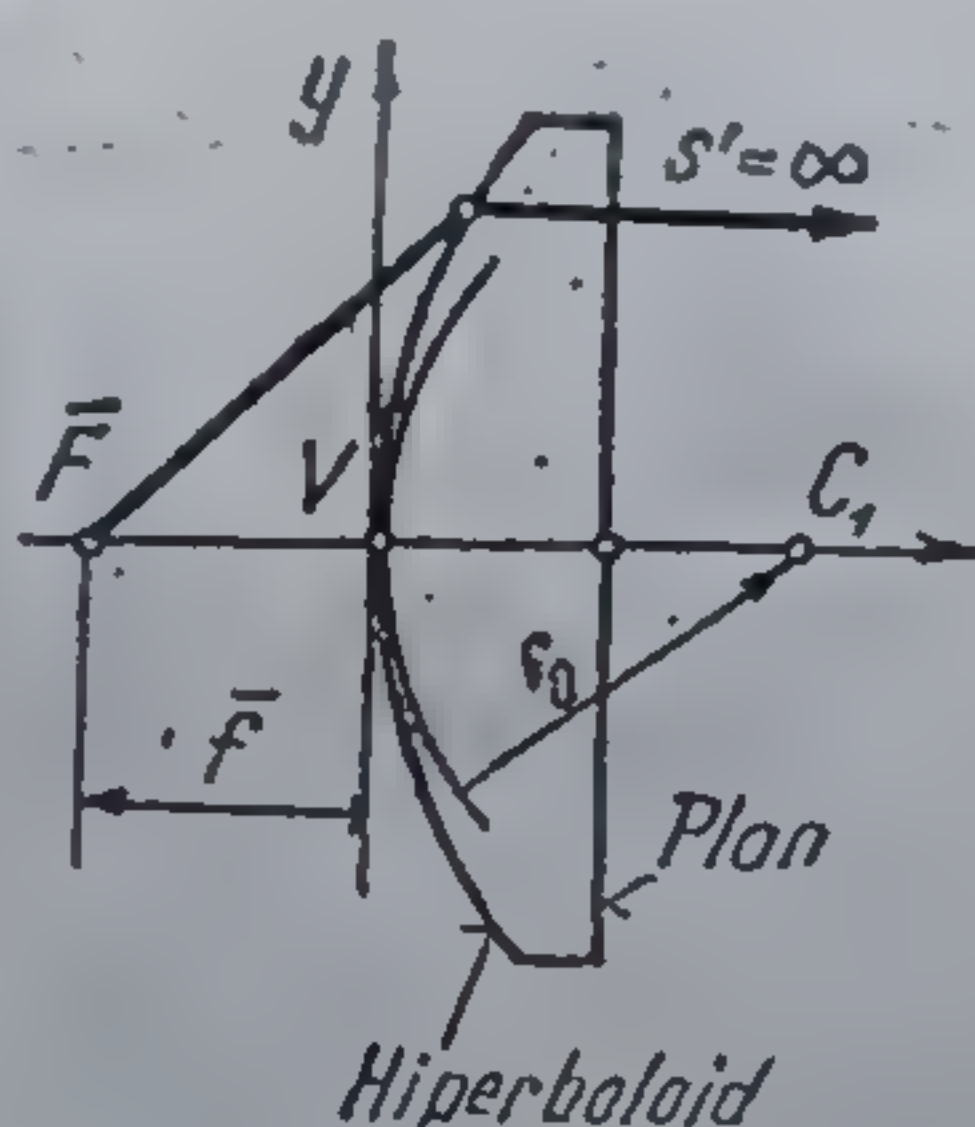
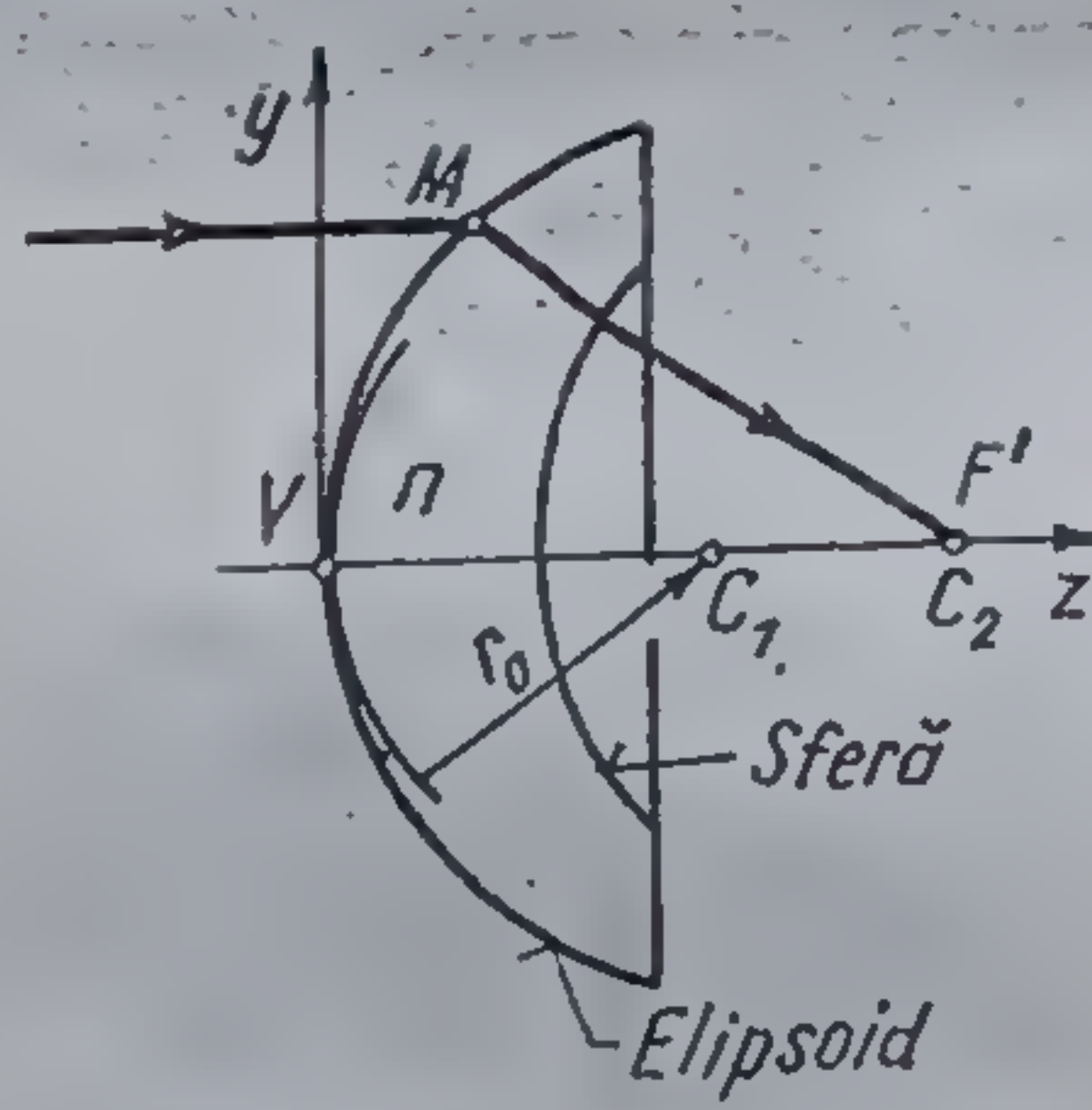
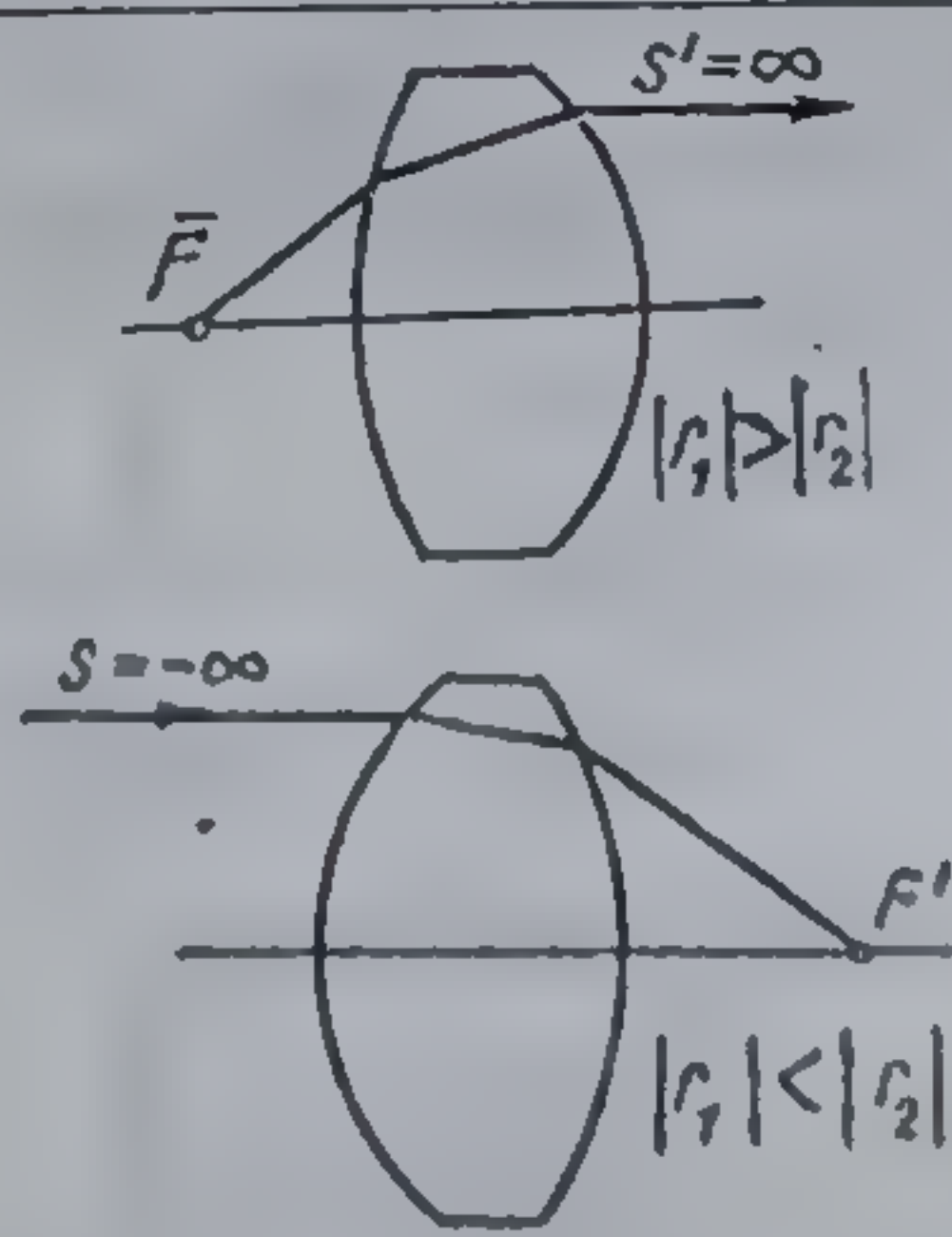
Tabelul 3.2. Lentile cu proprietăți deosebite

Denumire și descriere	Schema optică	Relații de calcul
1	2	3
<p>1. Meniscul aplanetic convergent</p> <p>Imaginea O' a punctului obiect O situat în centrul C_1 (fig. 1, a) este corectată de sfericitate și de coma când sînt satisfăcute condițiile de pe coloana nr. 3.</p> <p>Centrul P_1 este proiectat de suprafața 1 în centrul suprafeței 2 la distanța p_1.</p> <p>Se utilizează în construcția obiectivelor de microscop, condensoarelor și colectoarelor dispozitivelor de iluminare, deoarece pot avea deschideri foarte mari (fig. 1, b).</p> <p>Un caz special îl constituie meniscul Amici (fig. 1, c)</p>		$r_1 = s_1 = s'_1;$ $r_2 = n(s_1 - d)/(n + 1);$ $ab = r_2^2; a = r_2/n; b = nr_2;$ $s = \frac{n+1}{n} r_2; s' = (n+1) r_2;$ $\frac{s'}{s} = n;$ $r_2 = \frac{n}{n^2-1} r_1 (\sqrt{n^2 - \sin^2 \sigma} - \cos \sigma); s' = (n+1) r_2;$ $s = r \left(1 + \frac{n'}{n} \right); r_2 = r_1 - d;$ $s' = r \left(1 + \frac{n}{n'} \right);$ $f' = -n^2(s_1 - d) s_1 / (n - 1)(d + ns_1);$ $p'_1 = d + r_2;$ $\sin \sigma / \sin \sigma' = n = \text{const};$ $p_1 = s_1(d + r_2) / [ns_1 - (n-1)(d + r_2)].$ <p>pentru $s = -\infty$ meniscul devine o lentilă plan convexă cu diafragma situată anterior la distanța $p_1 = p = (d + r_2)/n$</p>
<p>2. Meniscul aplanetic cu suprafețe concentrice</p> <p>Datorită lipsei refracției razei R_{pp} și simetriei în jurul acestei raze sînt corectate: coma, astigmatismul, distorsiunea și cromatismul de mărire. Aberațiile sferică și cromatică reziduale sînt mari.</p>		$r_1 = s_1; r_2 = s_1 - d;$ $f' = -\frac{n-1}{n} \cdot \frac{s_1-d}{d} s_1;$ $\Sigma \mathcal{P} = \frac{n-1}{n} \cdot \frac{d}{r_1(r_1-d)}.$ <p>Pentru grosimi mici d lentila acționează divergent. Când $r_2 = r_1$ rezultă o lentilă convergentă cu focala</p> $f' = nr_1^2/d(n-1)^2 \text{ și}$ $\Sigma \mathcal{P} = 0; p = r_1.$

Tabelul 3.2 (continuare)

I	2	3
<p>3. Meniscul aplanetic divergent</p> <p>Suprafața 1 este aplanetică pentru 0; suprafața 2 este aplanetică și concentrică cu punctul imagine aplanetic al suprafeței 1. Suprafața 1 proiectează P_1 în centrul de curbură C_1.</p>		$r_1 = s_1/(n + 1);$ $r_2 = s_1/n - d;$ $f' = s_1(s_1 - nd)/(n - 1)[s_1 - d(n + 1)];$ $p_1 = s_1(d + r_2)/[ns_1 - (n^2 - 1)(d + r_2)].$ <p>Pentru $s_1 = -\infty$ lentila devine planconvexă cu diafragma situată în față, la distanța $p_1 = (d + r_2)/n$</p>
<p>4. Meniscul aplanetic cu raze egale</p> <p>Suprafața 1 este aplanetică pentru punctul obiect 0; suprafața 2 este aplanetică pentru imaginea 0' a punctului 0</p>		$r_1 = s_1/(n + 1);$ $r_2 = (s_1 - nd)/(n + 1);$ $f' = -ns_1(s_1 - dn)/(n^2 - 1)d;$ $p_1 = s_1(d + r_2)/[(ns_1 - (n^2 - 1)(d + r_2))].$ <p>Pentru $s_1 = -\infty \rightarrow p_1 = (d + r_2)/n$ și lentila degenerază într-o lamă plan-paralelă</p>
<p>5. Lentila sferă și lentila cilindru</p> <p>Lentilă echiconvexă care servește ca lupă. Dacă suprafața 2 se metalizează, fasciculul este reflectat deviat cu $D = 180^\circ$; (ochi de pisică)</p>		$r_1 = +r = -r_2;$ $d = 2r;$ $f' = \frac{r}{2} \cdot \frac{n}{n-1};$ $s_{F'}' = \frac{r}{2} \cdot \frac{2-n}{n-1};$ $s_H = r; s_{H'}' = -r$ <p>Pentru $\frac{d}{n} = \frac{r}{n-1} \rightarrow s_3 = s_2' = 0.$</p> <p>Pentru $r_1 \neq r_2$ se admite:</p> $r_1 = (n-1)d/n;$ $r_2 = -d/n; f' = d/n$
<p>6. Lentilă stigmatică</p> <p>O lentilă plan conexă cu suprafața plană spre planul imagine și diafragma după lentilă este lipsită de astigmatism dacă deschiderea relativă este mică.</p>		

Tabelul 3.2 (continuare)

1	2	3
<p>7. <i>Meniscul Maksutov</i></p> <p>Este o lentilă menisc graasă, concentrică cu pupila de intrare; coma și astigmatismul sînt nule. Se folosește pentru corectarea aberațiilor de sfericitate ale oglinzilor sferice</p>		<p>Pentru $P/f' \geq 1$ diafragma se montează după lentilă</p> <p>La $P/f' = 1/1,5$ rezultă $2\sigma_p = 60^\circ$ și meniscul devine semisferă</p>
<p>8. <i>Lentila hiperbolică</i></p> <p>Lentilă cu aberația sferică nulă</p>		$f' = \frac{r_0}{n-1};$ $y^2 = \frac{b^2}{a^2} z(2a+z);$ $Z_M = -a + \sqrt{a^2 + y_M^2 a / r_0};$ $a = f'/(n+1) - \text{semiaxa reală};$ $b - \text{semiaxa virtuală};$ $r_0 - \text{raza de curbura a sferei tangente la hiperbolă în vîrfurile V};$ $e_{num} = \sqrt{1 + b^2/a^2} = n$
<p>9. <i>Lentila eliptică</i></p> <p>Lentilă cu aberația sferică nulă</p>		$\bar{f} = \frac{nr_0}{n-1};$ $f' = r_0;$ $y^2 = \frac{b^2}{a^2} z(2a-z);$ $Z_M = a - \sqrt{a^2 - y_M^2 a / r_0};$ $a = f'n/(n+1);$ $e_{num} = \sqrt{1 - b^2/a^2} = 1/n;$ $r_0 - \text{raza sferei suprapuse cu elipsa în vîrfurile V};$ $a, b, - \text{parametrii elipsei}$
<p>10. <i>Lentila de cea mai bună formă privind aberațiile de sfericitate</i></p>		$\frac{r_1}{r_2} = \frac{2n^2 - n - 4}{n(2n + 1)},$ <p>pentru $s = -\infty$</p>
<p>10' <i>Lentila de cea mai bună formă privind aberația de coma</i></p>	<p>Diafragma situată în planul principal și $d = 0$</p>	$\frac{1}{r_1} = \frac{n^2}{f'(n^2 - 1)},$ <p>pentru $s = \infty$</p>

1

2

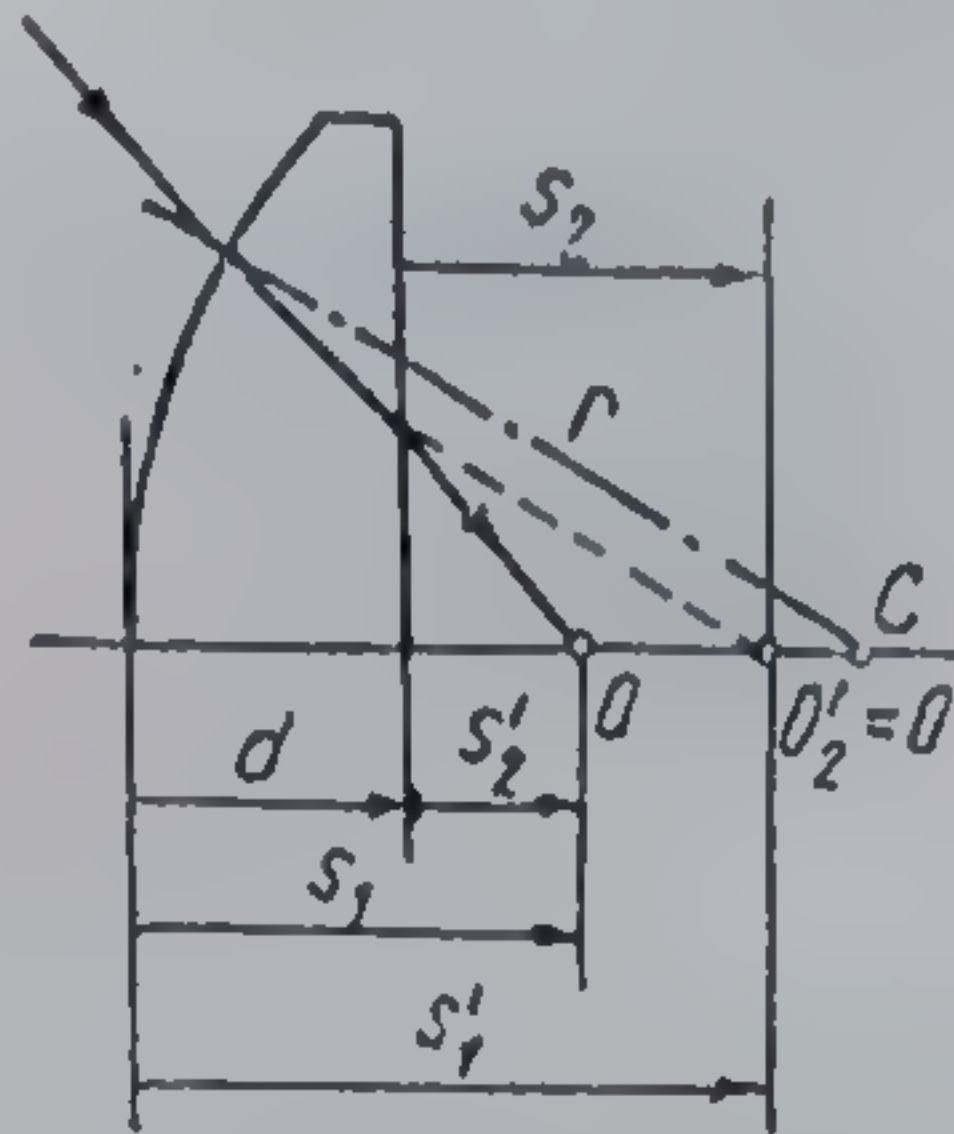
3

11. Lentila homotopică. a) $r_2 = \infty$

Lentila care formează imaginea obiectului suprapusă cu obiectul

Aplicații: Lh introdusă între obiectiv și planul imagine permite punerea la punct netă pentru o culoare și mai puțin pentru altele.

Lh modifică focala unui sistem dar nu influențează abscisa obiect



Exemplu: $n = 1,5$;

$s_1 = 50 \text{ mm}$;

$d = 30 \text{ mm}$.

Rezultă: $r_1 = 100 \text{ mm}$;

$\beta' = 0,8 : 1$

Condiția pentru imagine homotopică:

$$s'_2 = s_1 - d$$

Dacă lumina se propagă în sens invers imaginea este mărită de $1/\beta'$. Dacă se conectează k lentile homotonice imaginea este mărită de k ori

b) $r_1 = \infty$

Exemplu: $n = 1,5$;

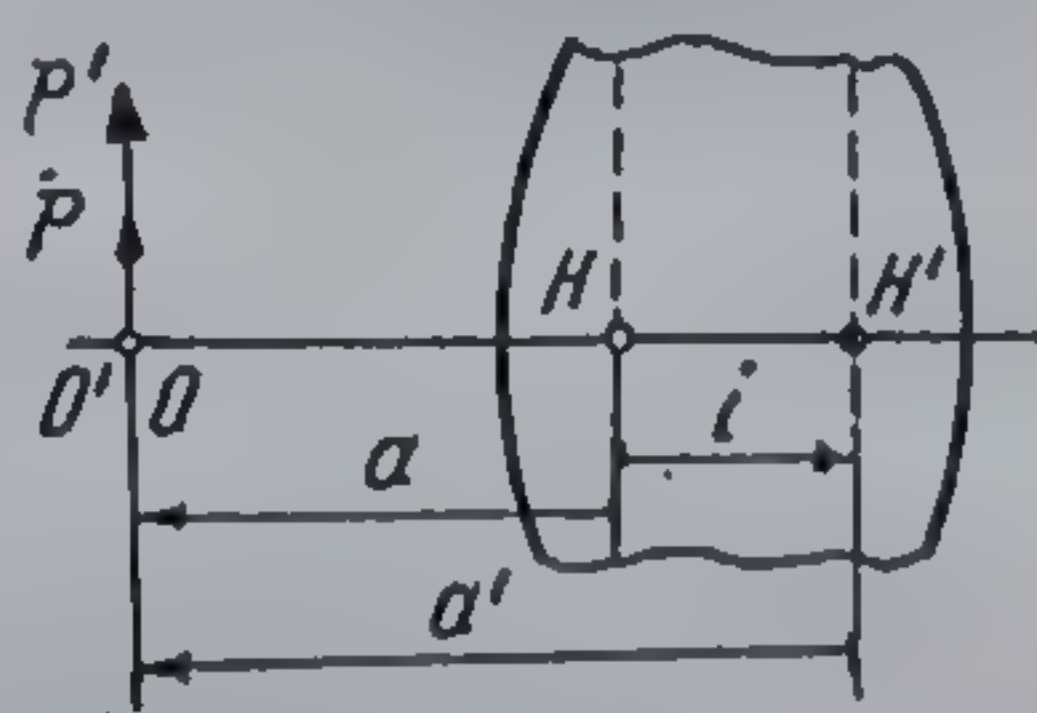
$s_1 = 50 \text{ mm}$;

$d = 30 \text{ mm}$.

Rezultă: $r_2 = -30 \text{ mm}$;

$\beta' = 2/3 : 1$.

c) Cazul general



Exemplu: $f' = 200 \text{ mm}$;

$d = 30 \text{ mm}$;

$i = 10 \text{ mm}$.

Rezultă: $a_1 = 50 \text{ mm}$;

$a_2 = -40 \text{ mm}$;

$a'_1 = 40 \text{ mm}$;

$a'_2 = -50 \text{ mm}$

Se dă: $r_2 = \infty, s_1, n, d$;

$$s'_1 = nr_1 s_1 / [r_1 + (n-1)s_1];$$

$$s_2 = s'_1 - d; (s'_1 - d)/n = s_1 - d;$$

$$s'_2 = s_2/n = s_1 - d;$$

$$s'_1 = n(s_1 - d) + d = ns_1 - (n-1)d;$$

$$r_1 = [ns_1^2 - (n-1)s_1 d]/d;$$

$$\beta' = s'_1 s'_2 / s_1 s_2;$$

$$s'_2 = s_2/n; s'_2/s_2 = 1/n;$$

$$s'_1/s_1 = nr_1/[r_1 + (n-1)s_1];$$

$$\beta' = [ns_1 - (n-1)d]/ns_1;$$

lentila micșorează ($\beta' < 1$)

$$s'_1 = ns_1; s'_2 = ns_1 - d;$$

$$s'_2 = r_2 s_2 / [nr_2 + (n-1)s_2];$$

$$s'_2 = r_2 (ns_1 - d) / [nr_2 + (n-1)(ns_1 - d)];$$

$$s'_2 = s_1 - d;$$

$$r_2 = -(ns_1 - d)(s_1 - d)/d;$$

$$\beta' = s'_1 s'_2 / s_1 s_2 = n(s_1 - d) / (ns_1 - d)$$

$$a' = a - i;$$

$$a' = af'/(a + f');$$

$$a = a'f'/(f' - a');$$

$$a = \frac{i}{2} \pm \sqrt{\frac{i^2}{4} + if'};$$

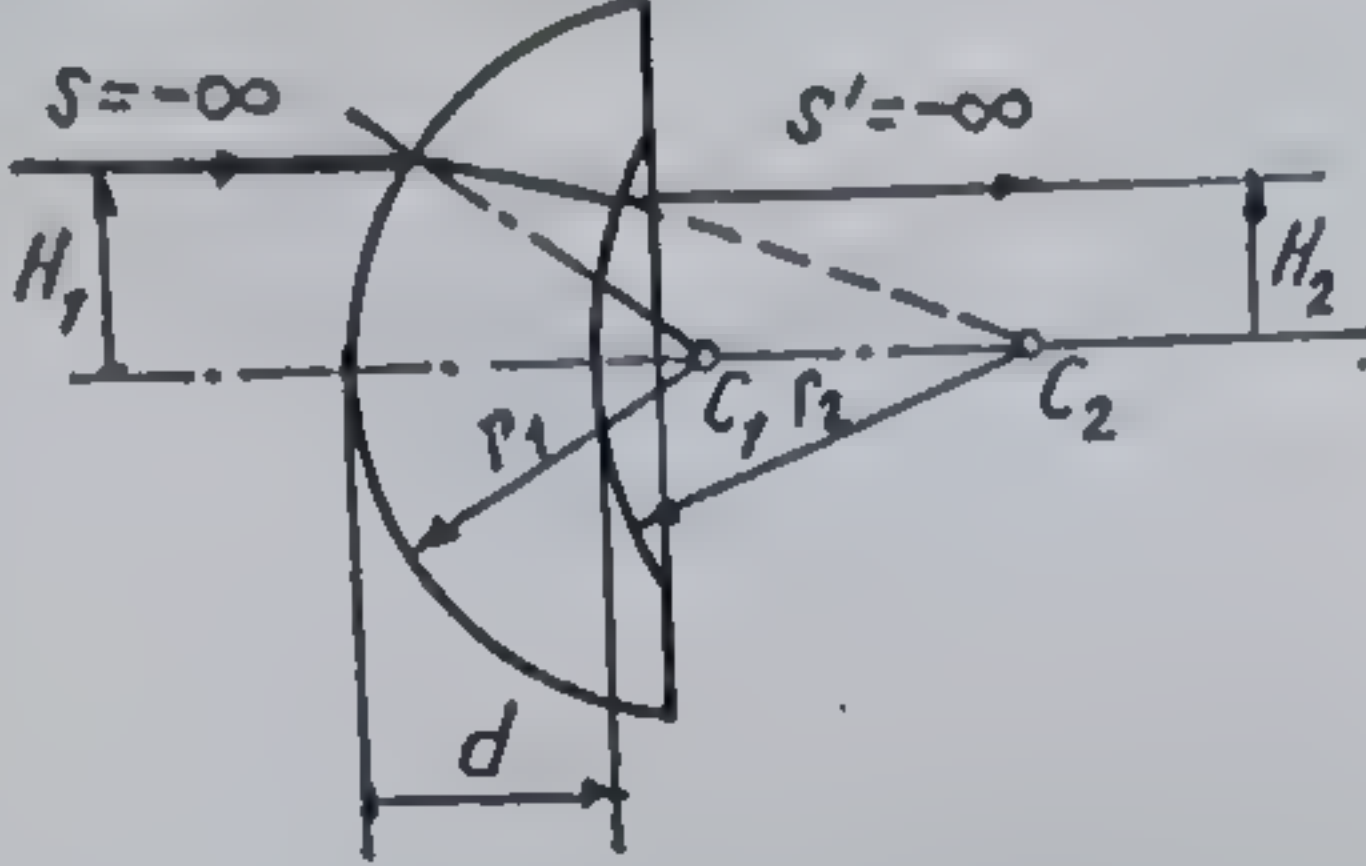
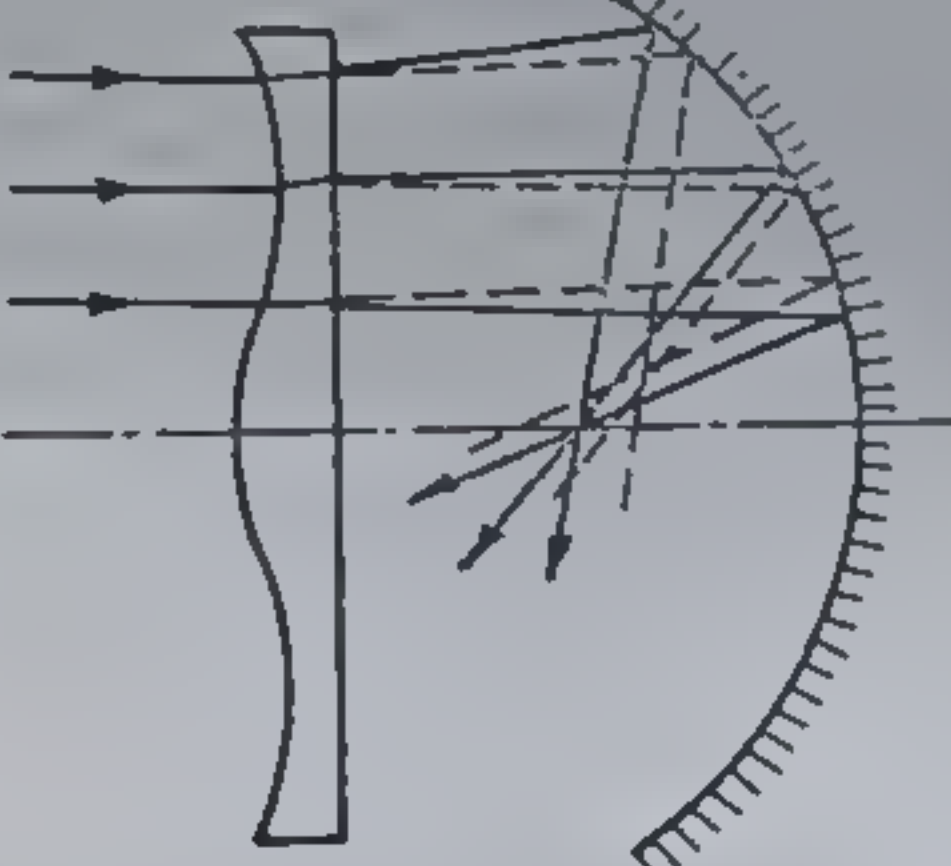
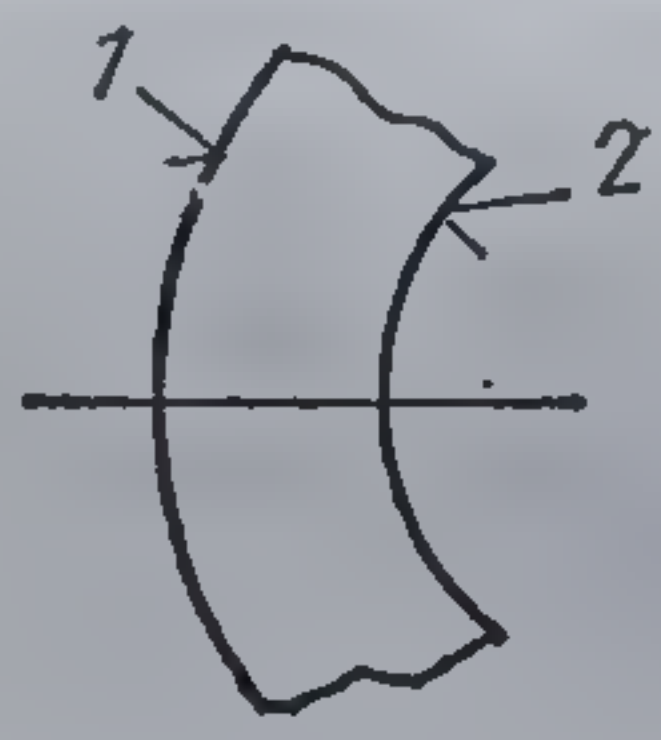
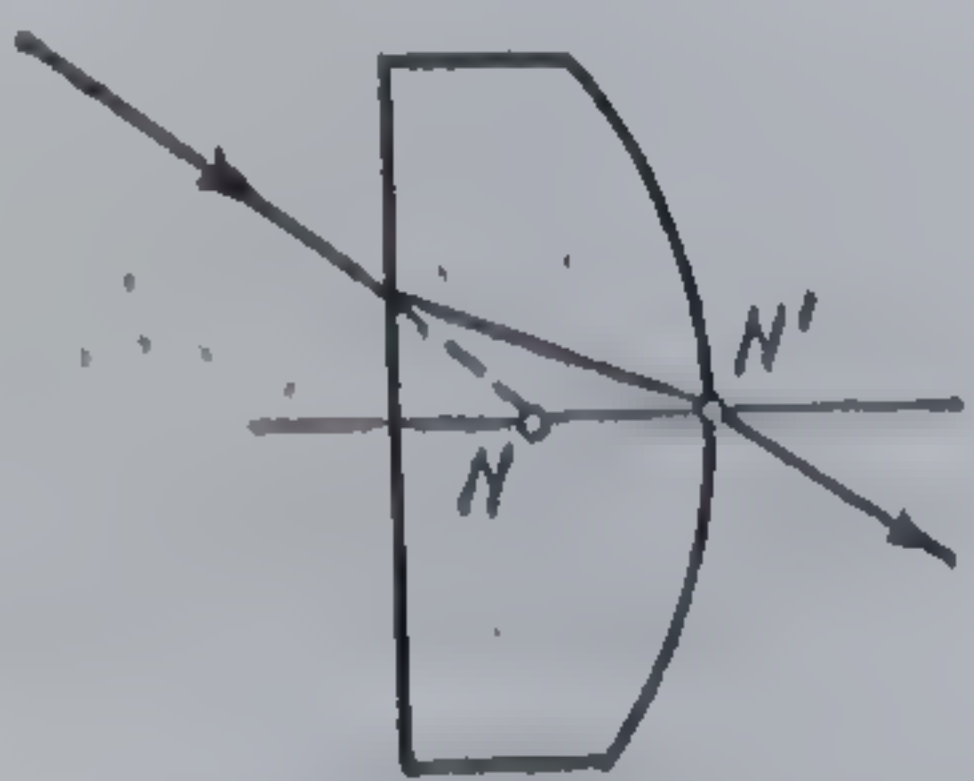
$$a' = -\frac{i}{2} \pm \sqrt{\frac{i^2}{4} + if'};$$

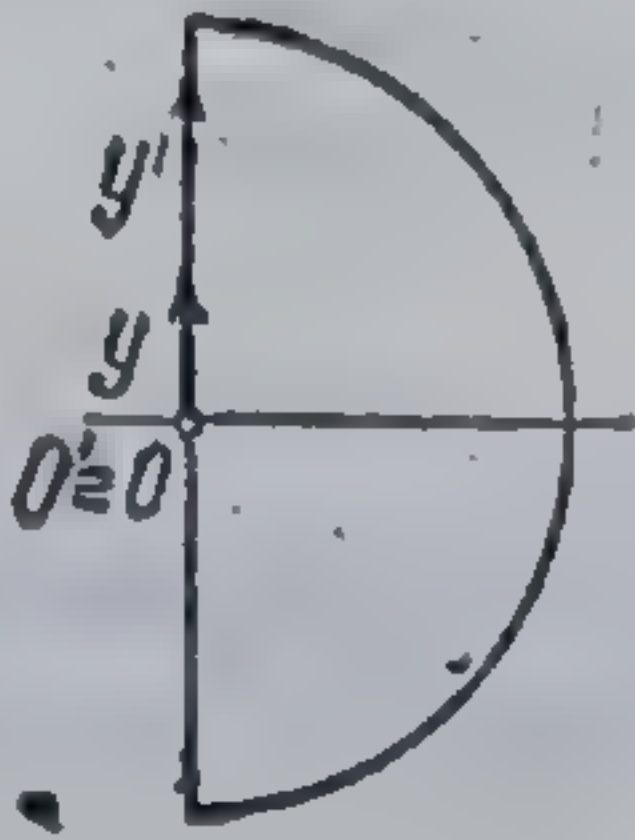
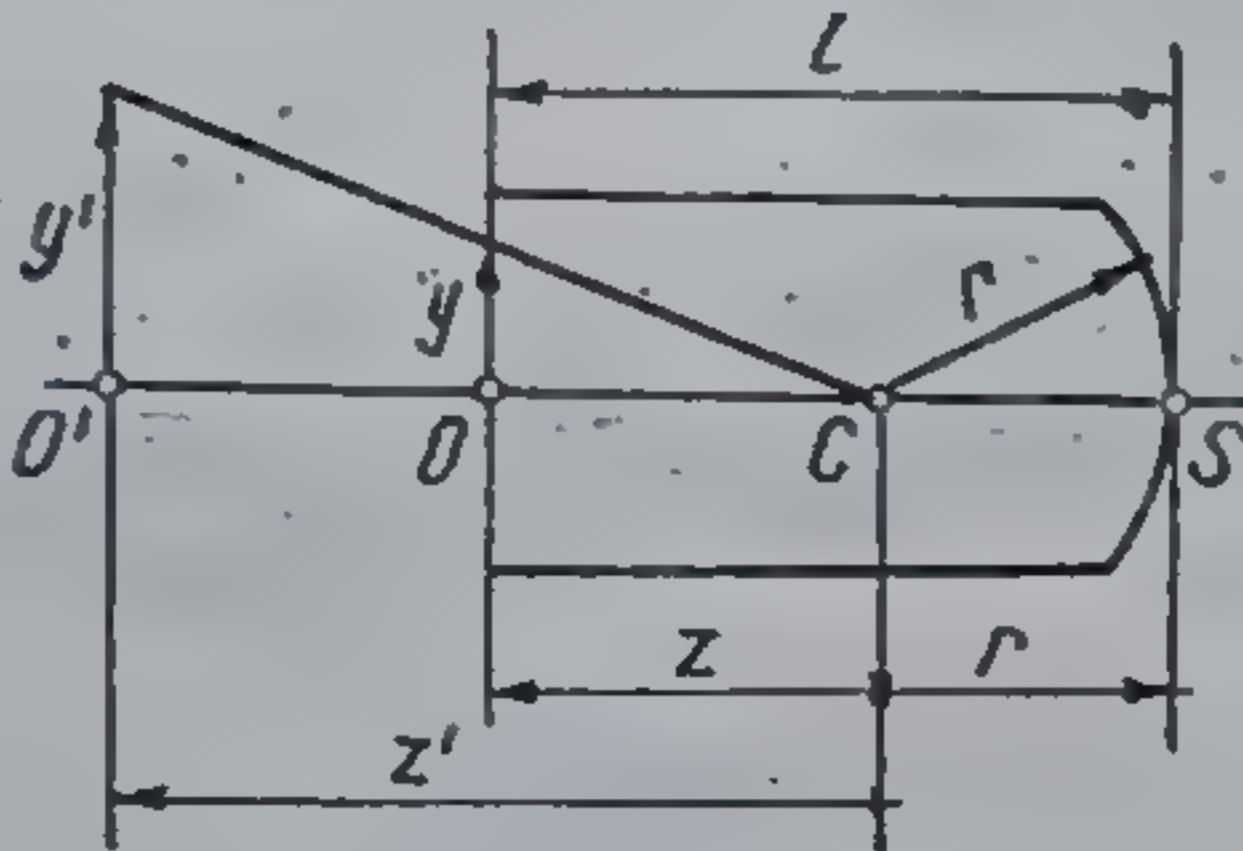

$$\beta' = a'/a;$$

$$i = a^2/(a + f').$$

Rezultă două soluții pentru a și a' , cu semne contrare. (Obiectul și imaginea sînt situate în fața lentilei sau după lentilă)

Tabelul 3.2 (continuare)

1	2	3
<p>12. <i>Meniscul telescopic (afocal)</i></p> <p>Acționează ca o lunetă măbind (\leftarrow) sau micșorînd (\rightarrow). Este un sistem astigmatic supracorectat, capabil să corecteze astigmatismul unei lentile biconvexe</p>		<p>Dacă $d = \frac{n}{n-1} (r_1 - r_2)$ razele au același semn și sistemul devine telescopic. Lentila funcționează și invers:</p> $r_1 = d \frac{\beta'(n-1)}{(\beta'-1)n};$ $\overline{C_1 C_2} = d/n;$ $r_2 = r_1 - (n-1) d/n;$ $d = r_1 n (\beta' - 1) / \beta' (n - 1);$ $r_1/r_2 = 1,2 \dots 1,3.$ $\gamma = \frac{r_1}{r_2} = 1 + \frac{d}{n} \cdot \frac{n-1}{r_2} =$ $= \frac{1}{\beta'} = \frac{H_2}{H_1}$
<p>13. <i>Lama Schmidt</i></p> <p>Suprafața 1 acționează convergent la mijloc și divergent la periferie. Corectează aberațiile de sfericitate ale oglinzilor</p>		<p>Se obține prin prelucrarea deformată a unei lame plan-paralele fixată prin vid</p>
<p>14. <i>Meniscul Höegh</i></p> <p>Introdus de Höegh în anul 1900 pentru mărirea câmpului la obiectivul Hypergon</p>		$\varphi_1' = -\varphi_2'; \quad r_1 = r_2;$ $\frac{1}{f'} = \frac{d}{n} \cdot \varphi_1'^2;$ $\varphi_1' = \frac{n-1}{r_1}; \quad \varphi_2' = \frac{1-n}{r_2};$ $\frac{1}{f'} = \varphi_1' + \varphi_2' - \frac{d}{n} \varphi_1' \varphi_2';$ $s_1 = -\frac{r_1}{n-1} = s_2'.$ <p>Cazul $0 < r_1 < \frac{n-1}{n} d$ se exclude</p>
<p>15. <i>Lentila plan-convexă</i></p>		$r_1 = \infty; \quad r_2 = -r;$ $s_F = -\frac{r}{n-1} - \frac{d}{n};$ $s_F' = \frac{r}{n-1};$ $f' = \frac{r}{n-1}$

1	2	3
<p>16. <i>Lupa vizelet</i></p> <p>Imaginea y' se află situată în același plan cu obiectul.</p> <p>Se folosește și ca lupă cilindrică pentru scări gradate.</p> <p>Pentru $n = 1,6$ lupa este corectată de distorsiune</p>		$d = r;$ $s_1 = s'_1 = 0;$ $s_2 = -r = s'_2;$ $\beta'_1 = 1; \beta'_2 = +n;$ $\beta' = \beta'_1 \cdot \beta'_2 = +n;$ $y' = ny$
<p>17. <i>Lupa Stanhope</i></p> <p>Are forma cilindrică cu obiectul pe suprafața plană</p>		$CS = r; \frac{1}{z} - \frac{n}{z'} = \frac{1-n}{r};$ $CO = z;$ $CO' = z'; \gamma = z'/z;$ $SO = l;$ pentru $z' = \infty \rightarrow$ $r = (1-n)z =$ $= (1-n)(r+l);$ $r = \frac{(1-n)l}{n};$ $\frac{y}{z} = \frac{y'}{r+l}$
<p>18. <i>Lentilă de planare</i></p> <p>Este o lentilă divergentă montată lângă planul imagine al unui sistem optic. Aceasta nu influențează puterea, dar micșorează curbura lui Petzval</p>		
<p>19. <i>Meniscul divergent gros</i></p> <p>Are $\Sigma P > 0$ și $\Sigma \varphi' > 0$ pentru $d > n(r_1 - r_2)/(n-1)$.</p> <p>Se folosește în construcția obiectivelor aplanate</p>		
<p>20. <i>Lentila Amici — Bertrand</i></p> <p>Lentila A.-B. este o lentilă convergentă rabatabilă, montată între ocular și analizor în microscopul polarizant. Aceasta permite trecerea rapidă de la observarea ortoscopică la observarea conoscopică, necesară pentru studierea imaginilor axelor cristalelor. După conectarea acestei lentile, imaginile axelor cristalelor sînt proiectate din planul focal imagine al obiectivului în planul focal obiect al ocularului și deci sînt percepute de ochi. (Ideia a fost dată de Giovanni Battista Amici (1786—1863) și utilizată de Emile Bertrand (1844—1909).</p>		

3.1.3. Lentile situate în medii diferite

$$n \neq n_L \neq n'; \quad \bar{f}/f' = -n/n';$$

$$\frac{n'}{f'} = -\frac{n}{\bar{f}} = \frac{n'}{a'} - \frac{n}{a}; \quad -\frac{\bar{x}}{a} + \frac{f'}{a'} = 1;$$

$$a = \frac{a'\bar{f}}{a' + \bar{f}\frac{n'}{n}} = \frac{a'f'}{f' - a'} \cdot \frac{n}{n'} = f' \left(\frac{1}{\beta'} - 1 \right) = -\bar{f} \left(\frac{1}{\beta'} - 1 \right) \frac{n'}{n};$$

$$a' = \frac{a\bar{f}}{\bar{f} - a} \cdot \frac{n'}{n} = \frac{af'}{a + f'\frac{n}{n'}} = f'(1 - \beta') = -\bar{f}(1 - \beta') \frac{n'}{n};$$

$$zz' = \bar{f}f' = -f'^2 \frac{n}{n'} = -\bar{f}^2 \frac{n'}{n}; \quad \beta' = \frac{y'}{y} = \frac{na'}{n'a} =$$

$$= -\frac{\bar{f}a'}{f'a} = -\frac{\bar{f}}{z} = -\frac{z'}{f'};$$

$$\gamma' = \frac{\sigma'}{\sigma} = \frac{a}{a'} = \frac{\bar{f}}{z'} = \frac{z}{f'}; \quad \alpha' = \frac{\Delta z'}{\Delta z} = \frac{na'^2}{n'a} = -\frac{\bar{x}a'^2}{f'a^2} = -\frac{z'}{z};$$

$$\beta'\gamma' = -\frac{\bar{f}}{f'} = \frac{n}{n'}; \quad \alpha' = \beta'/\gamma'; \quad l = \overline{OO'} = f' \left(2 - \frac{1}{\beta'} - \beta' \right) + i_H =$$

$$= f' \frac{(\beta' - 1)^2}{\beta'} + i_H = -\bar{f} \left(2 - \frac{1}{\beta'} - \beta' \right) \frac{n'}{n} + i_H.$$

3.1.4. Lentile infinit subțiri cu aberații de sfericitate minime

1) $a \neq -\infty$

$$-\frac{2n+1}{n-1} \cdot \frac{1}{f'^2} - \frac{4(n+1)}{n} \cdot \frac{1}{af'} + \frac{2(n+2)}{n} \cdot \frac{1}{r_1 f'} = 0;$$

$$-C_1 \frac{1}{f'^2} - C_2 \frac{1}{af'} + C_3 \frac{1}{r_1 f'} = 0.$$

Pentru $f' = 1$ rezultă razele:

$$r_1 = \frac{C_3}{C_1 + C_2/a}; \quad r_2 = -\frac{r_1(n-1)}{r_1 - (n-1)}.$$

Pentru $f' = 1$, razele r_1 și r_2 se multiplică cu focala.

2) $a = -\infty$; $f' = 1$

$$r_1 = \frac{2n^2 + 2n - 4}{2n^2 + n}; \quad r_2 = -\frac{r_1(n-1)}{r_1 - (n-1)};$$

$$\frac{r_1}{r_2} = -\frac{4 + n - 2n^2}{2n^2 + n}.$$

Dacă se folosesc mai multe lentile de cea mai bună formă, spre exemplu, realizarea unui condensor, trebuie satisfăcută condiția suplimentară:

$$f'_1 = f'(1 + 1/c); \quad f'_2 = cf'_1,$$

sau: $f'_1 = f'(1 + 1/c + 1/c^2); \quad f'_2 = cf'_1; \quad f'_3 = cf'_2,$

unde c depinde de β' (fig. 3.3).

3.1.5 Lentile pentru ochelari

La ochiul ametrop, punctum remotum R nu se află situat la infinit, ci pe o suprafață sferică cu centrul suprapus cu punctul de rotație a ochiului. Pentru ca imaginea acestuia să se formeze pe retină trebuie folosite lentile convergente și divergente, ale căror focare imagine să fie situate pe suprafețele obiect remotum (fig. 3.4).

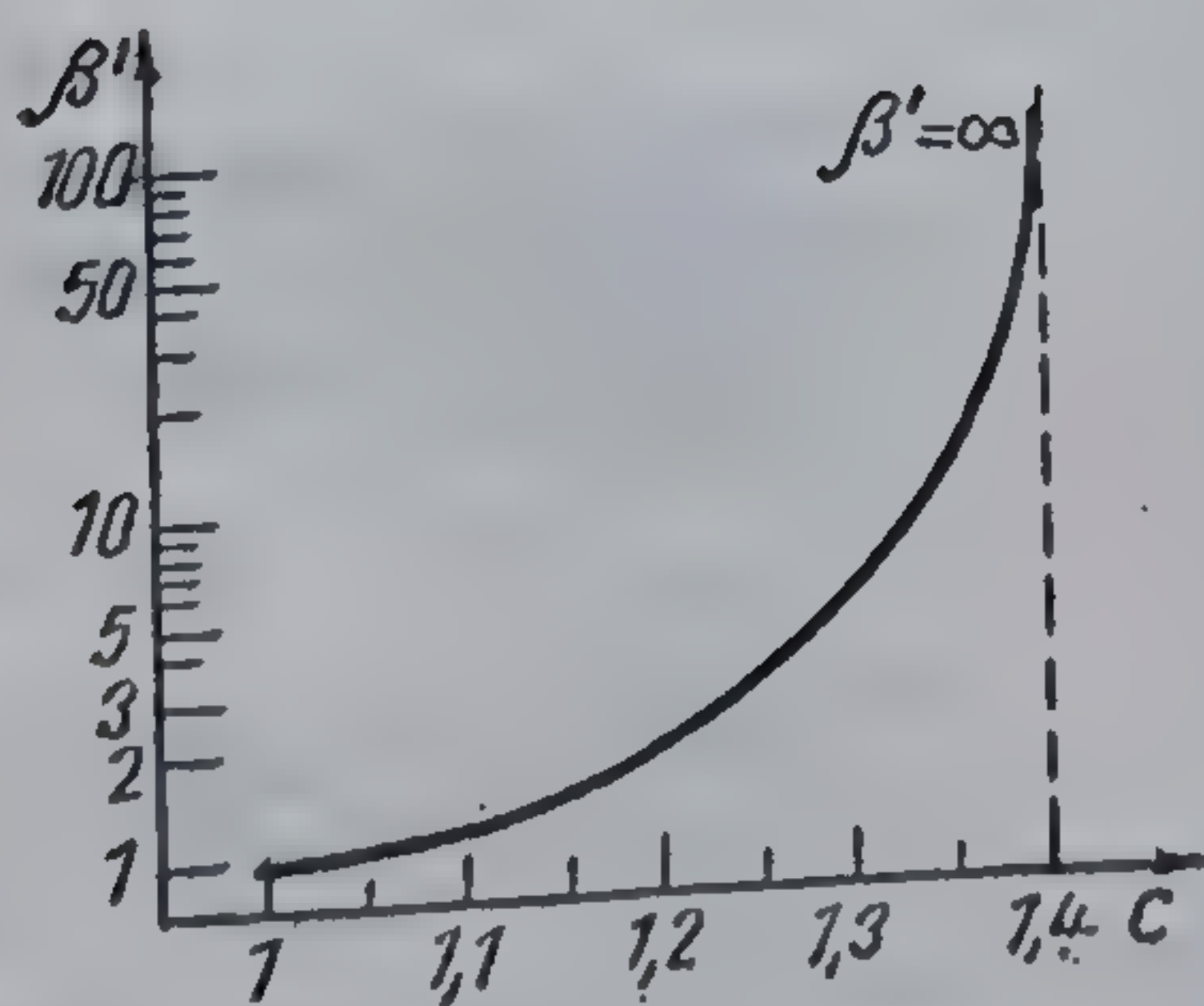


Fig. 3.3. Numărul C funcție de β pentru calculul lenticulelor de cea mai bună formă.

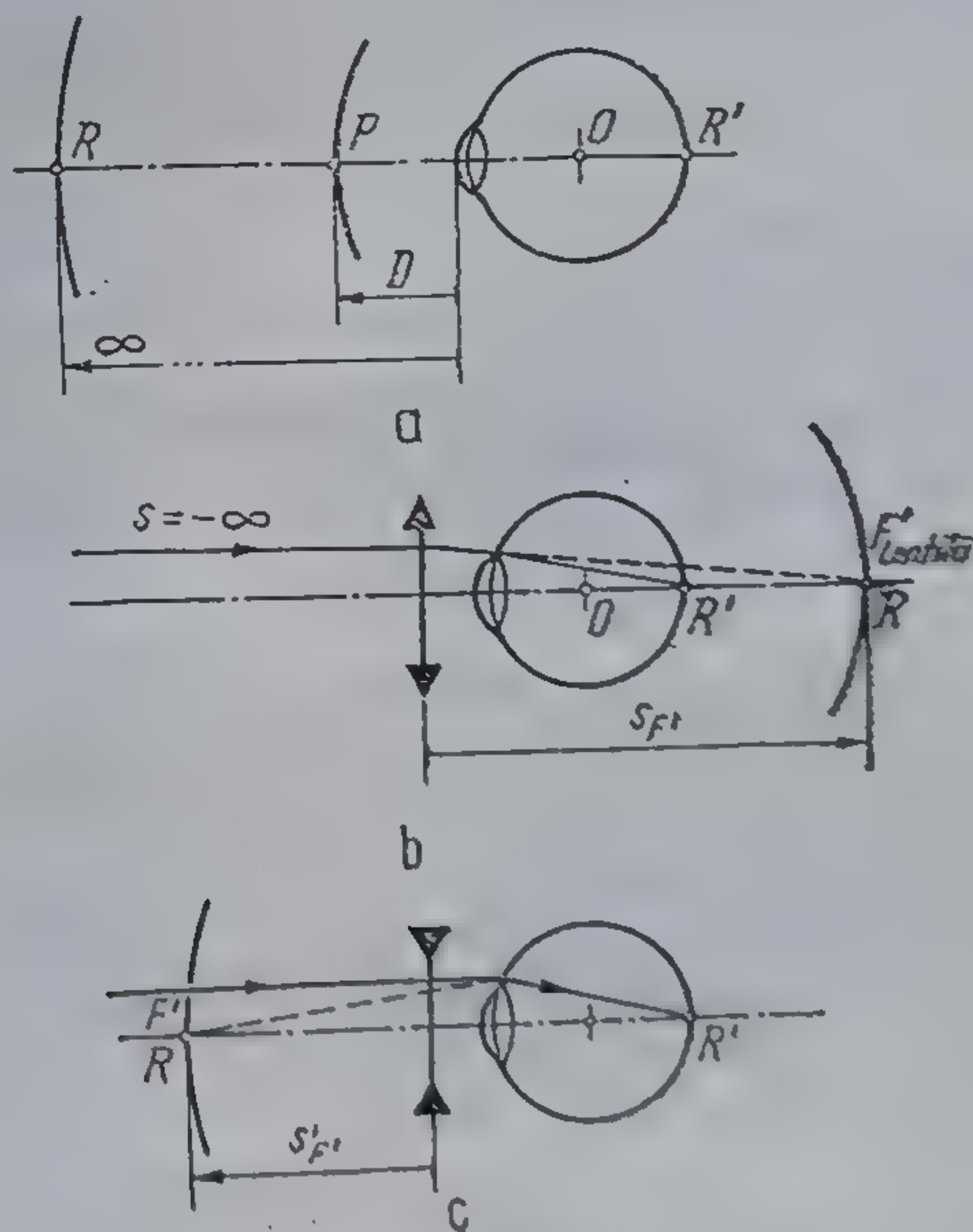
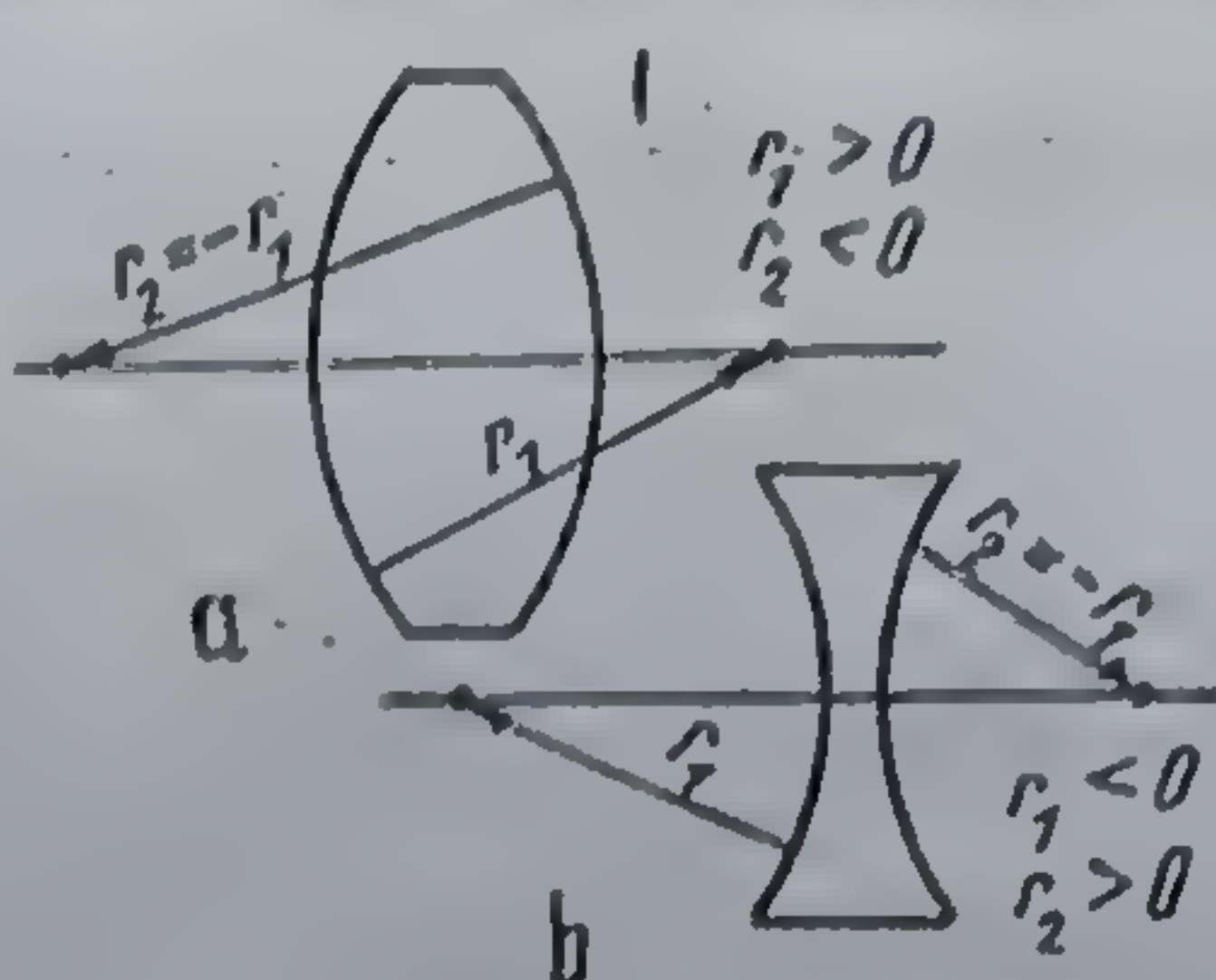
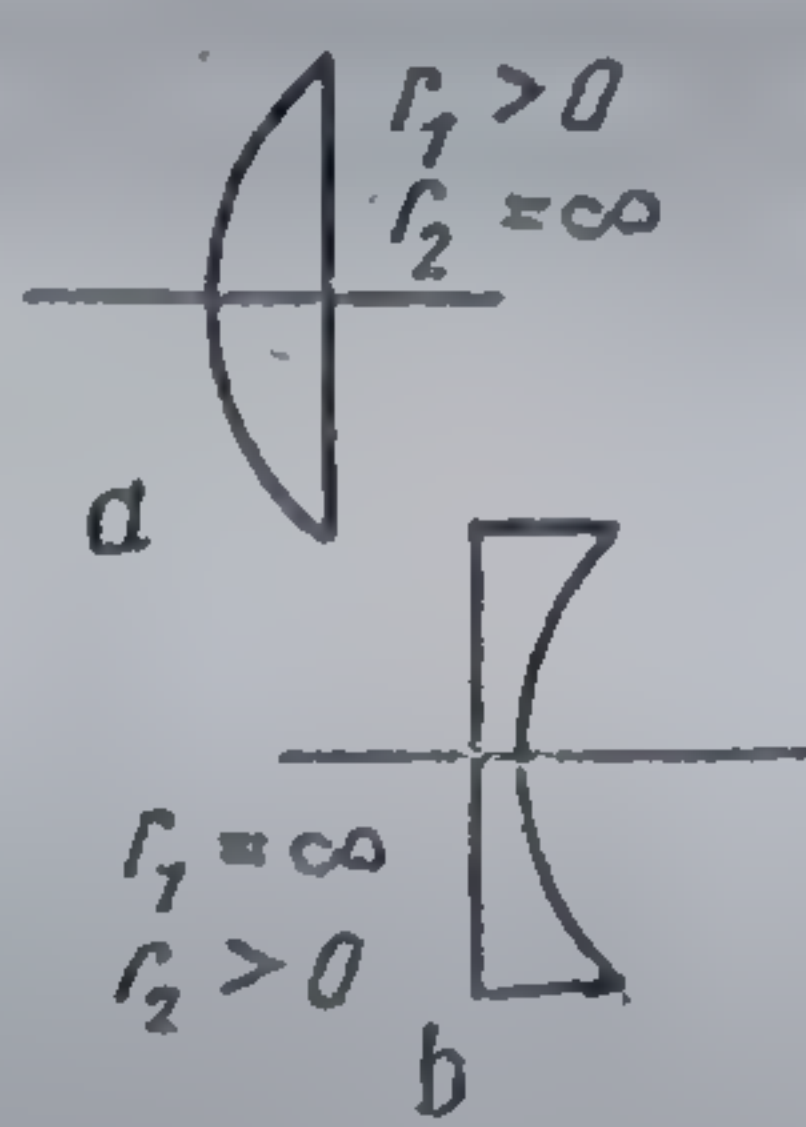
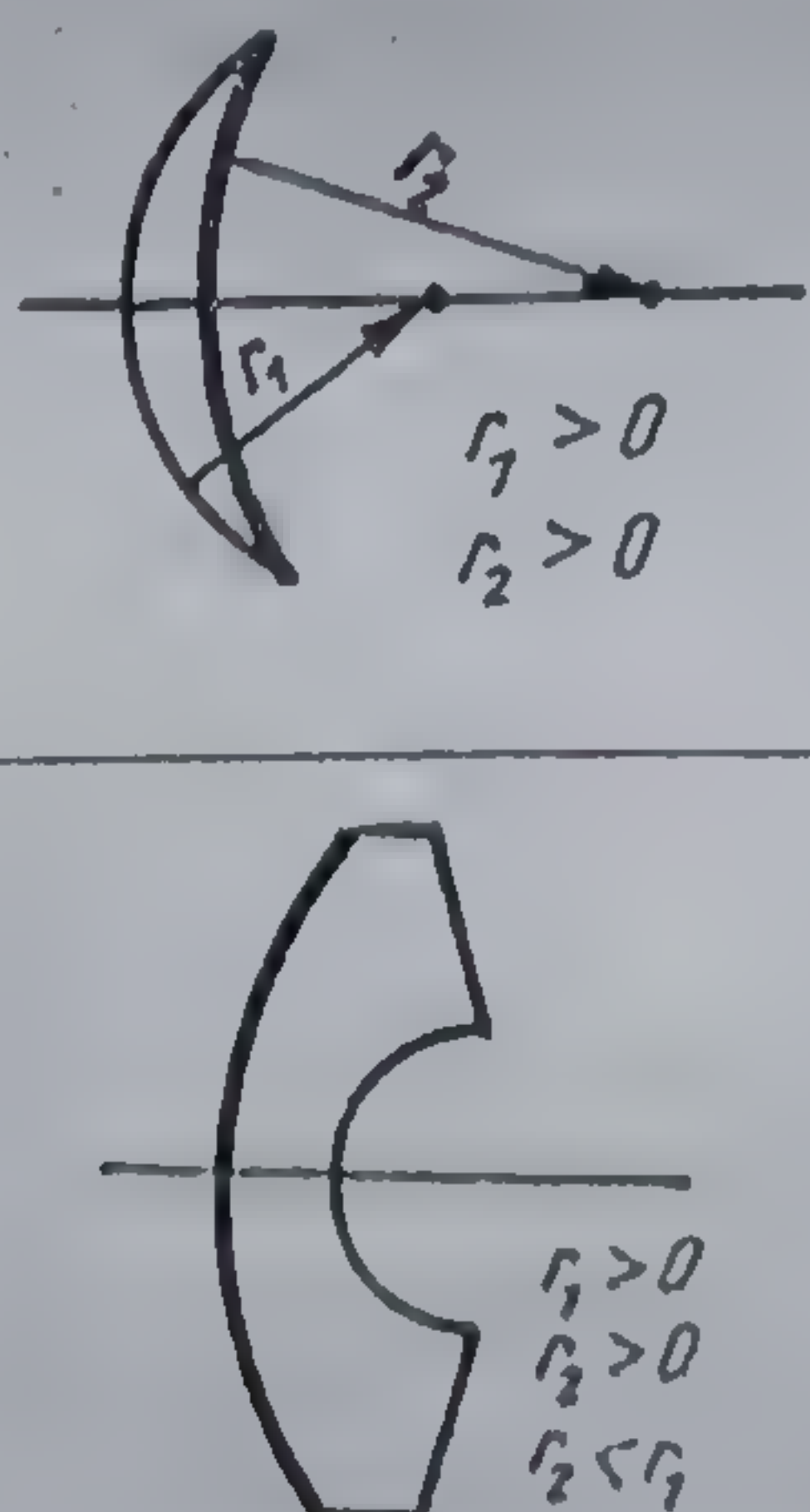


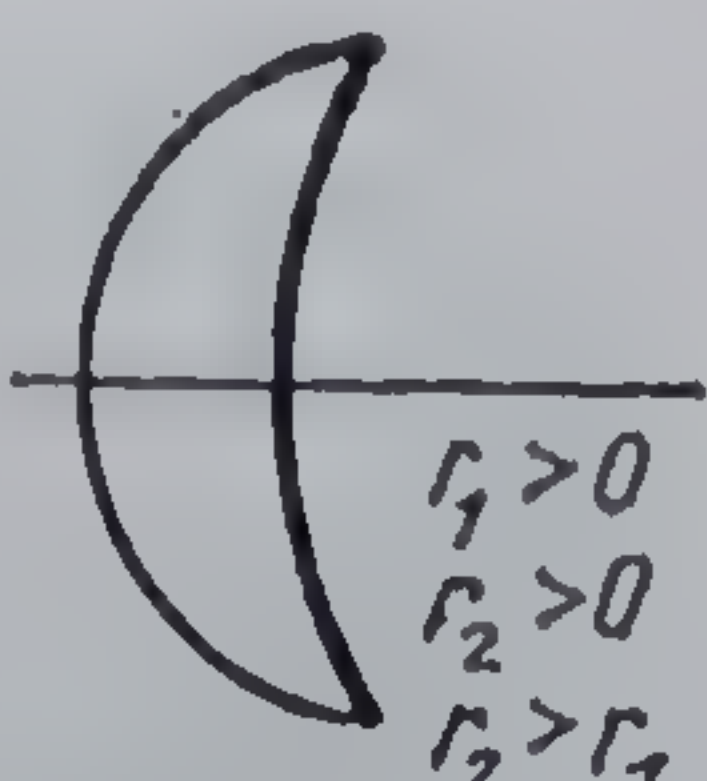
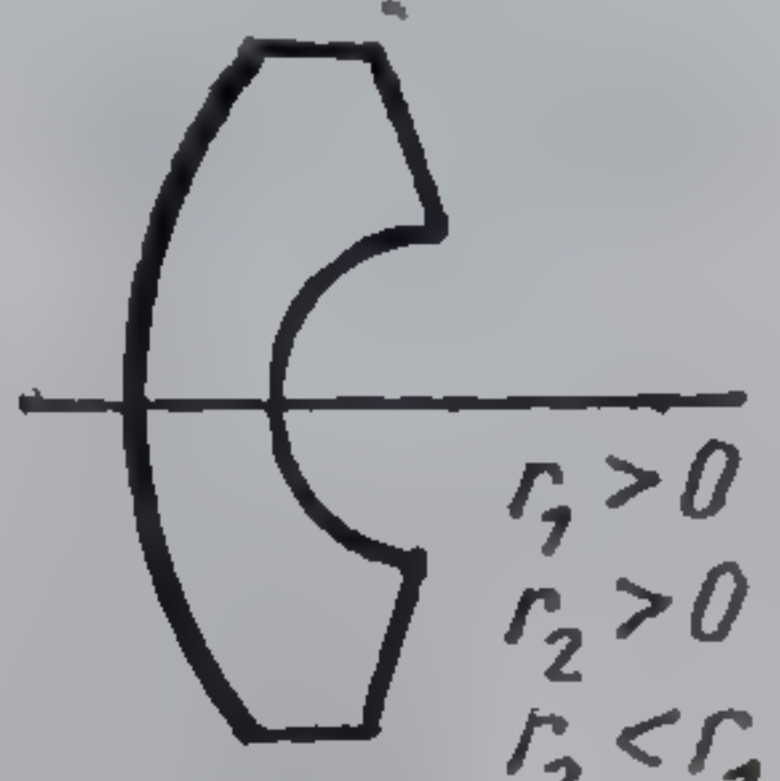
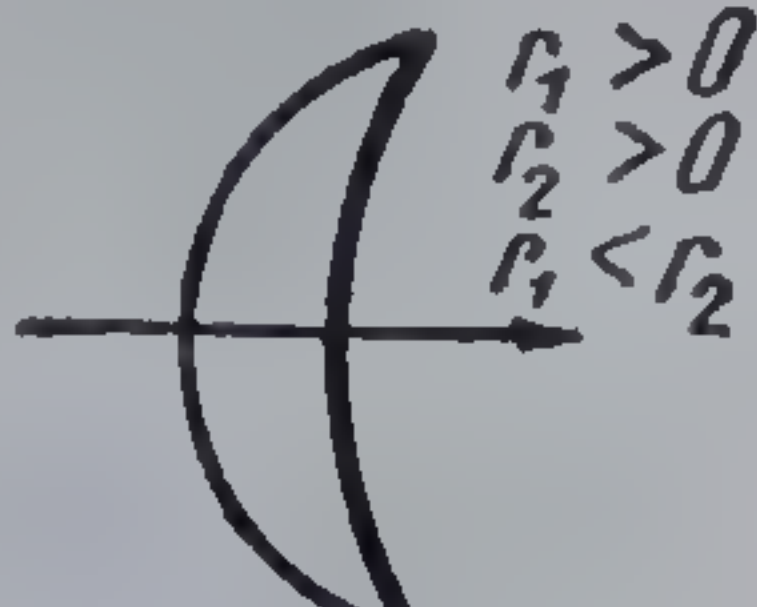
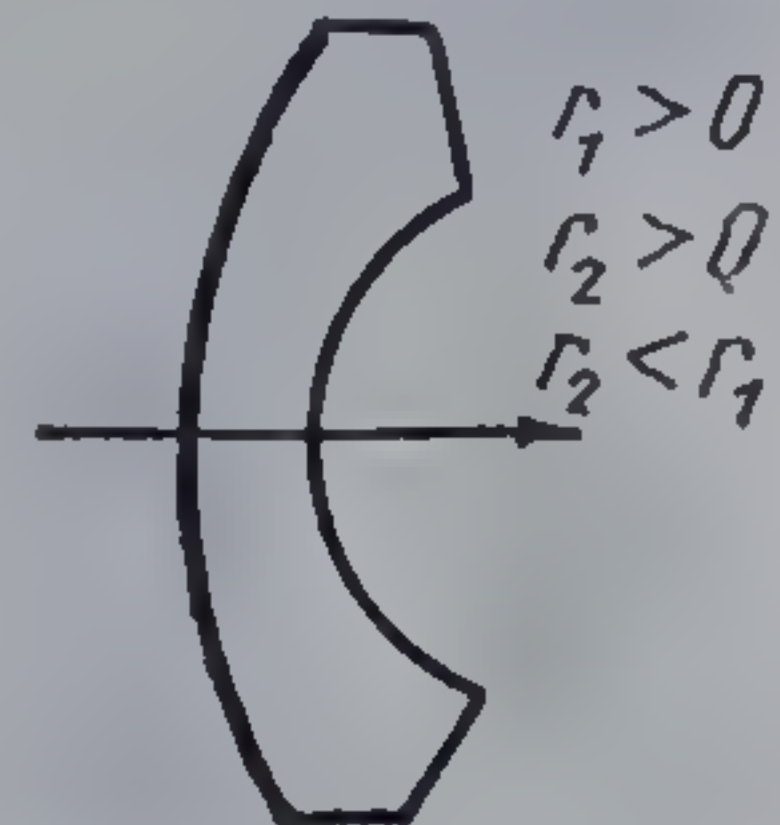
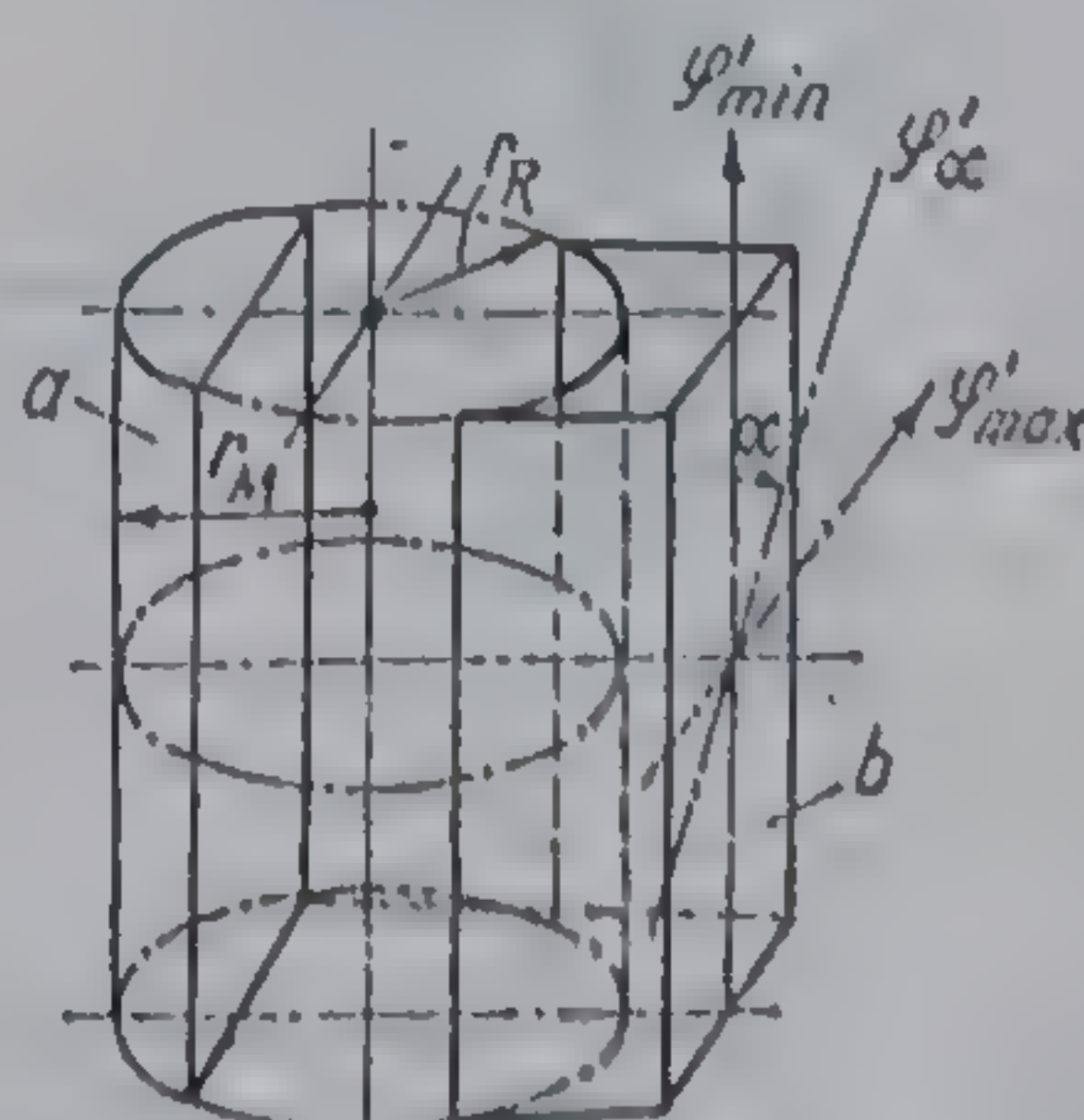
Fig. 3.4. Punctele proximum și remotum: a — la ochiul emetrop; b — hipermetrop; c — miop.

Principalele forme de lentile utilizate pînă acum sînt reprezentate în tabelul 3.3. Dintre acestea, lentilele din poziția nr. 5 asigură o corecție mai bună a astigmatismului; celelalte sînt utile doar pentru anumite puteri.

Tabelul 3.3. Lentile pentru ochelari

Nr. crt.	Denumire	Forma și orientarea față de ochi	Caracteristici
1	2	3	4
1	Biconvexo (convergente) Biconcavo (divergente)		Lentile sferice $r_1 = -r_2$; $-r_1 = r_2$. Pentru unghiuri mari au astigmatism. Nu se mai utilizează
2	Planconvexo (convergente). Planconcavo (divergente)		Au astigmatism mai mic lentilele Bi. Pentru $\varphi' = -21$ dptr sînt corectate complet de astigmatism. Se evită utilizarea
3	Periscopice cu bază mare: a) convergente; b) divergente		$n = 1,5225$; $r_2 = 418 \text{ mm}$; $r_1 < r_2$; $\varphi'_2 = -1,25 \text{ dpt} = \text{const.}$ Puterea φ' se asigură prin variația razei r_1 și deci a puterii φ'_1 . Suprafața 2 constituie bază $n = 1,5225$; $r_1 = 418 \text{ mm}$; $r_2 < r_1$. Suprafața 1 constituie bază: $\varphi'_1 = +1,25 \text{ dptr}$ sînt corectate bine între -14 și $-24,5 \text{ dptr}$

Tabelul 3.3 (continuare)

1	2	3	4
4	Menisc a) convergente; b) divergente	 $\begin{aligned} r_1 &> 0 \\ r_2 &> 0 \\ r_2 &> r_1 \end{aligned}$	$n = 1,5225;$ $r_2 = 87 \text{ mm}; r_1 < r_2;$ $\varphi'_2 = -6 \text{ dpt (bază)}$
		 $\begin{aligned} r_1 &> 0 \\ r_2 &> 0 \\ r_2 &< r_1 \end{aligned}$	$n = 1,5225;$ $r_1 = 87 \text{ mm}; r_2 < r_1;$ $\varphi'_1 = +6 \text{ dpt (bază)}.$ Corectate complet numai pentru $\varphi' = -4,5 \text{ dptr}$ și $-23,5 \text{ dptr}$
5	Punctal (anastigmat) (corectate complet de astigmatism) a) convergente b) divergente	 $\begin{aligned} r_1 &> 0 \\ r_2 &> 0 \\ r_1 &< r_2 \end{aligned}$	$n = 1,5225.$ Pentru $\varphi' = 0 \dots +6 \text{ dptr}$ s-au folosit 7 raze de bază r_2 și 14 raze r_1 . Raza minimă $r_1 = 53 \text{ mm}$. Pentru $\varphi' = +6,5 \dots +20$ dptr s-au folosit 8 raze de bază r_2 și 14 raze r_1 . Raza minimă $r_1 = 26 \text{ mm}$
		 $\begin{aligned} r_1 &> 0 \\ r_2 &> 0 \\ r_2 &< r_1 \end{aligned}$	$n = 1,5225.$ Pentru $\varphi' = 0 \dots -6 \text{ dpt}$ s-au folosit 6 raze de bază r_1 și 10 raze r_2 , raza mini- mă $r_2 = 53 \text{ mm}$. Pentru $\varphi' = -6,5 \dots$ -20 dptr s-au folosit 7 raze de bază r_1 și 19 raze r_2 . Raza minimă $r_{2 \text{ min}} =$ $= 26 \text{ mm}$
6	Lentile cilindrice a) convergente b) divergente		$\varphi'_\alpha = \varphi'_{\max} \sin^2 \alpha.$ Se combină o suprafață cilindrică cu una sferică pentru corectarea astig- matismului. Au grosimi mari

Tabelul 3.3 (continuare)

1

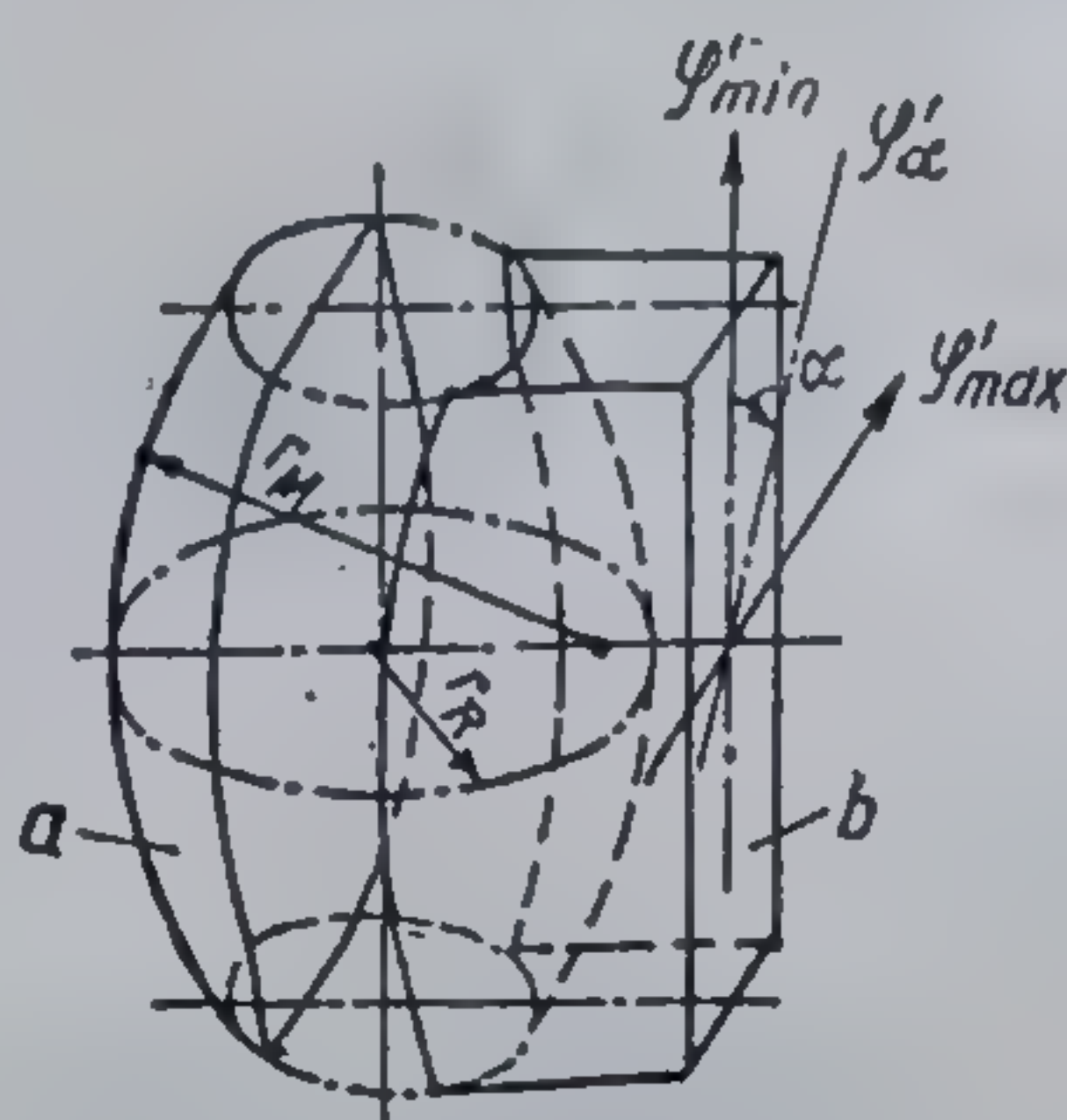
2

3

4

7. Lentile torice

- a) convergente;
b) divergente



$$\varphi'_\alpha = \varphi'_{\max} - (\varphi'_{\max} - \varphi'_{\min}) \cos \alpha$$

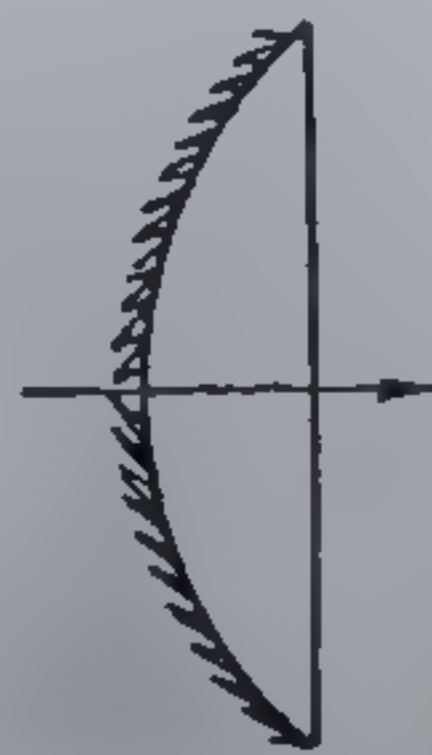
Se combină o suprafață torică cu una sferică pentru corectarea astigmatismului.

Au grosimi mari.

8

Fresnel

- a) convergente;
b) divergente

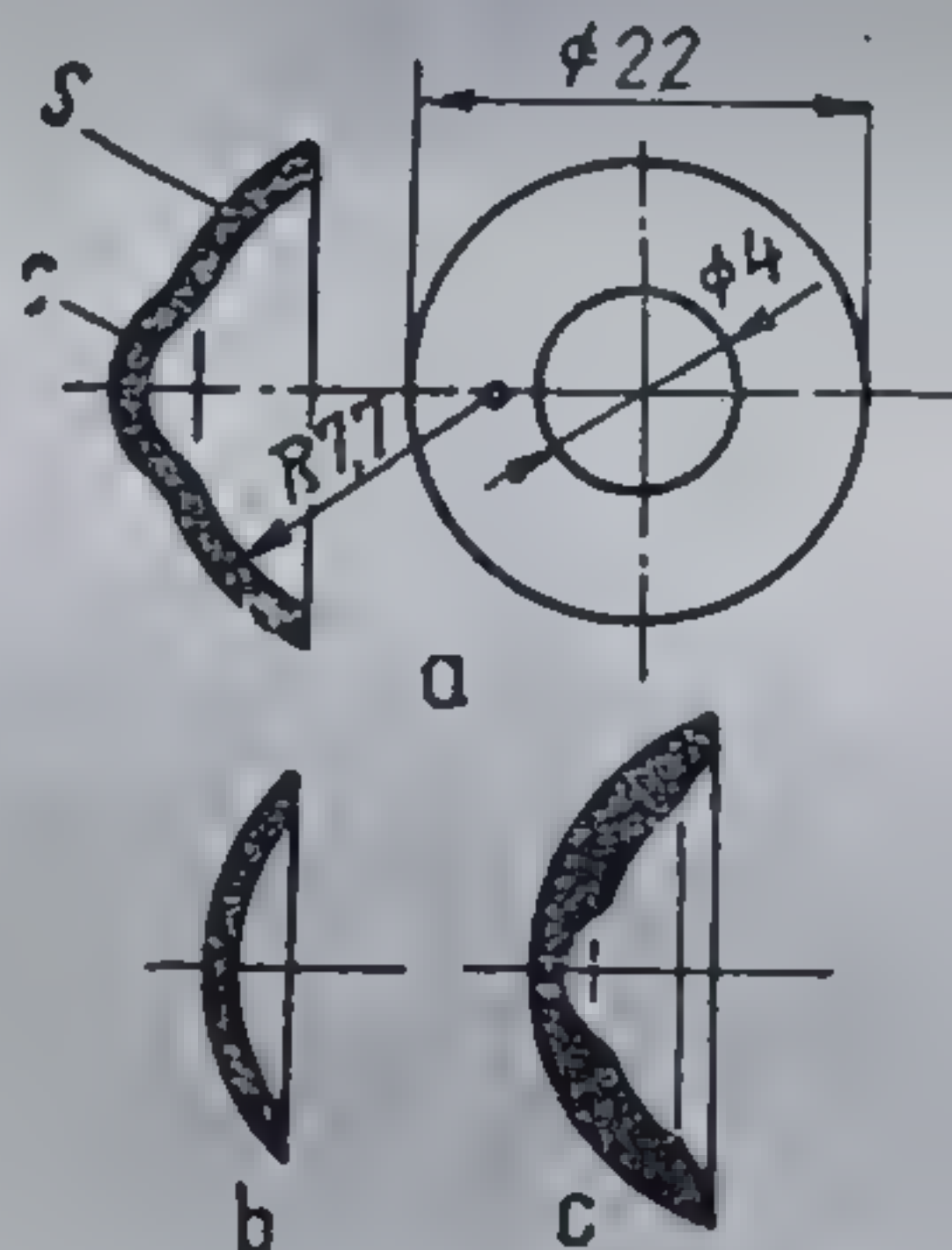


Au grosimi foarte mici și câmpuri mari, pot fi bine corectate, sînt ușoare și incasabile

9

Lentile de contact

- a) sclerale;
b) corneale;
c) bifocale



$$\varphi'_0 = 58,64 \text{ dpt (ochi);}$$

$$s_H = 0,001348 \text{ m;}$$

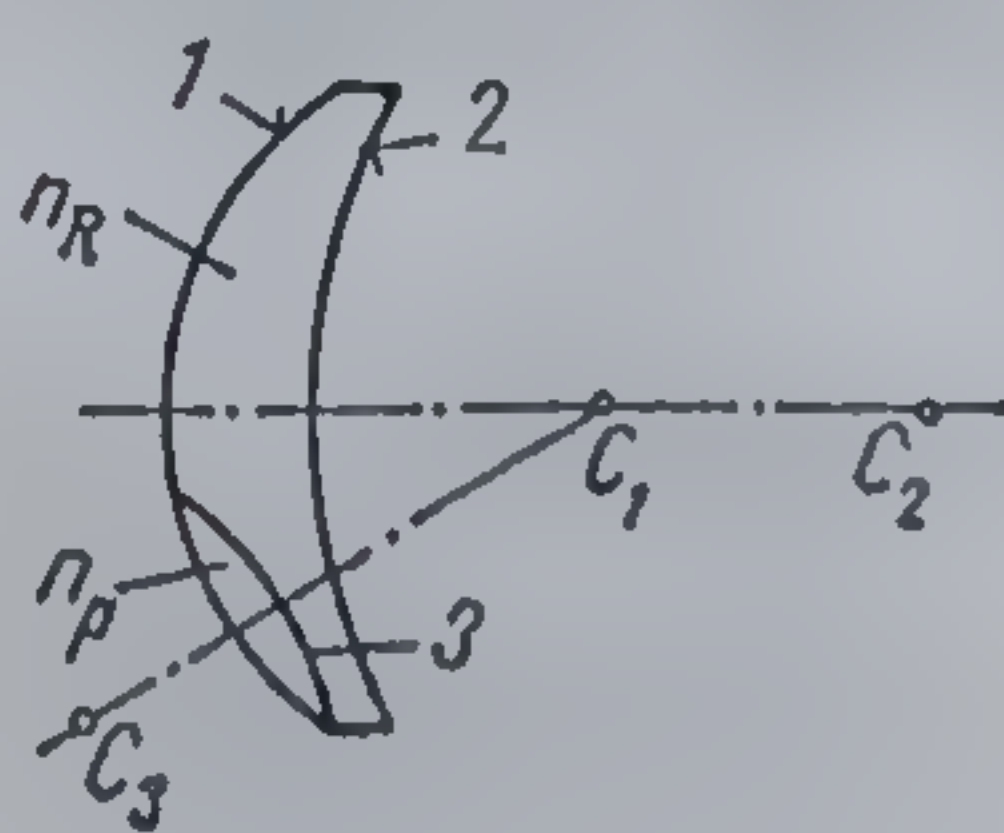
$$\varphi'_1 = -(n - 1)/r_1;$$

$$\varphi'_2 = [\varphi'_0 - \varphi'_1(1 + s_H\varphi'_0)];$$

$$= \frac{d}{n} \varphi'_0 \left(1 - \frac{dD}{n} \right) (1 + s_H\varphi'_0)$$

10

Lentile sferice bifocale



$$\varphi'_1 - \varphi'_R =$$

$$= \frac{n_P - 1}{r_1} + \frac{1 - n_P}{r_3}$$

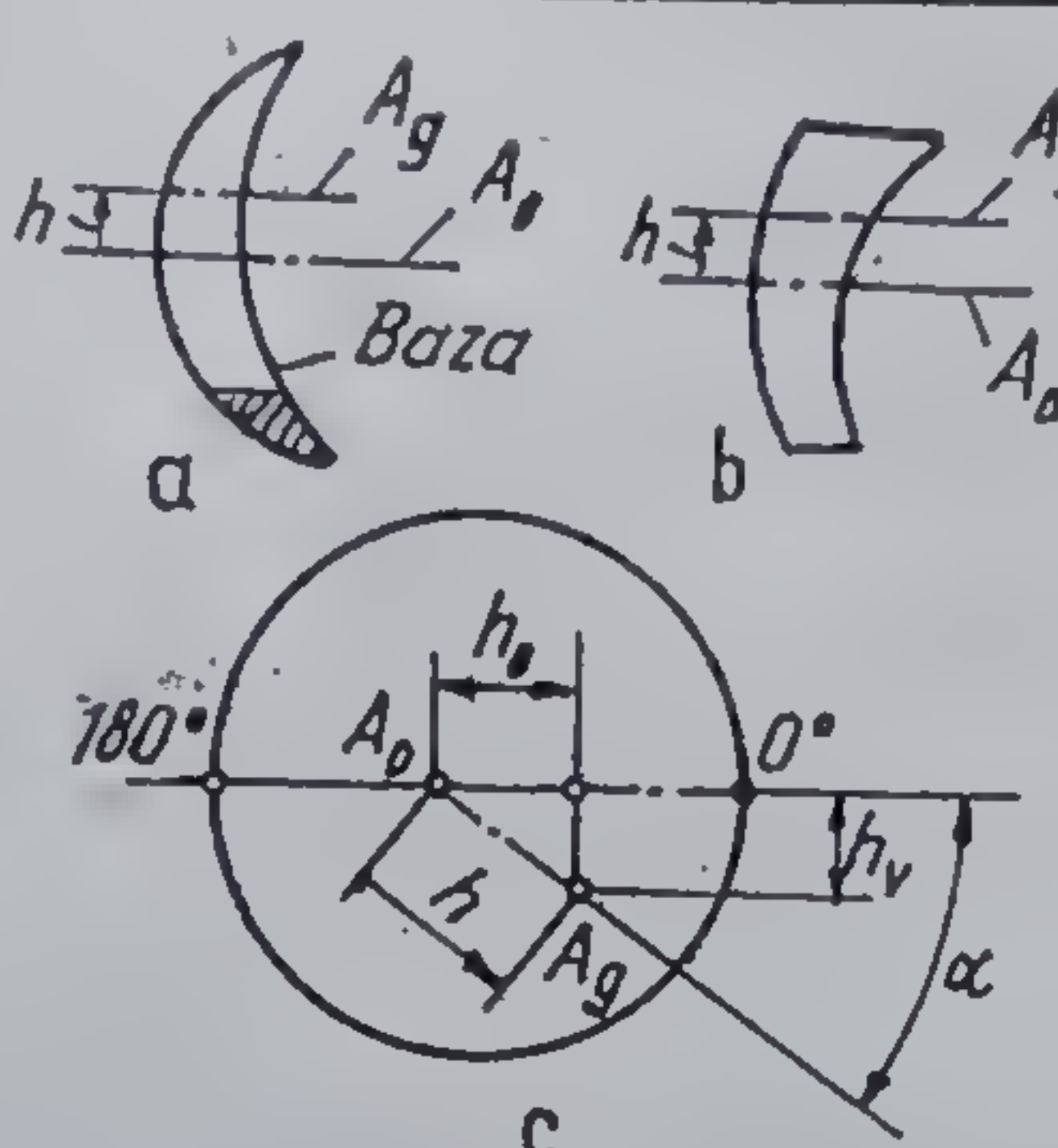
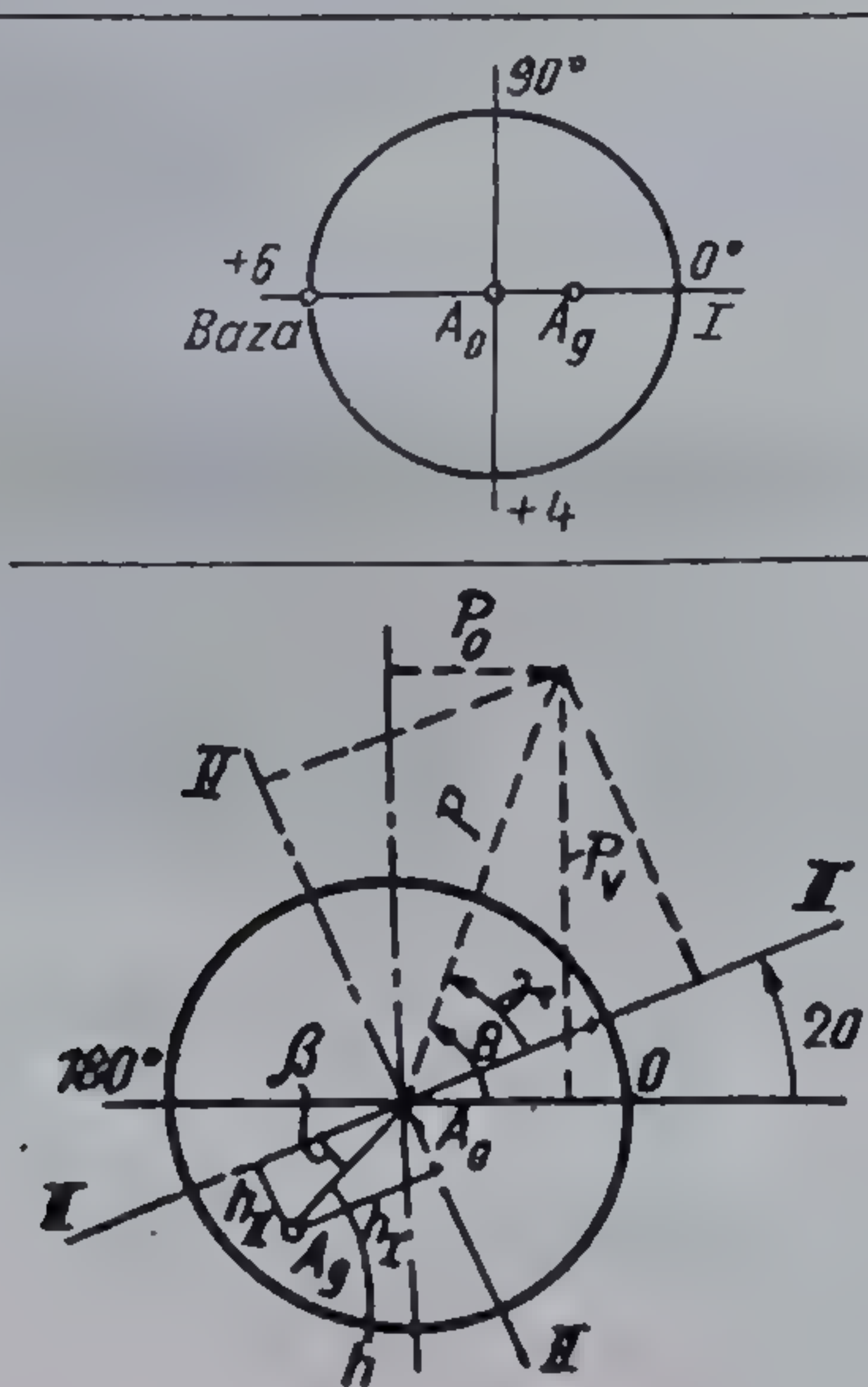
$$= \left(\frac{n_R - 1}{r_1} + \frac{1 - n_R}{r_3} \right) =$$

$$= \frac{n_P - n_R}{r_1} + \frac{n_R - n_P}{r_3}$$

$$r_3 =$$

$$= \frac{n_R - n_P}{\varphi'_R - \varphi'_1 - (n_P - n_R)/r_1}$$

Tabelul 3.3 (continuare)

1	2	3	4
11	Lentile sferice cu acțiune prismatică prin descentrare		$h = \frac{10 P}{\varphi'};$ <p>P = nr. de dioptrii prismatice Δ, indicat de medic;</p> <p>φ' — puterea lentilei în valoare absolută;</p> $\alpha = h_v/h_0;$ $h = \sqrt{h_0^2 + h_v^2};$ <p>Exemplul 1: $R: +4,0$ dpt 2Δ, bază 180°;</p> $h = 10 \cdot 2/4 = 5 \text{ mm.}$ <p>Exemplul 2: $R: -6,0$ dpt 3Δ interior; 2Δ baza jos;</p> $h_0 = 10 \cdot 3/6 = 5 \text{ mm};$ $h_v = 10 \cdot 2/6 = 3 \frac{1}{3} \text{ mm};$ $h = \sqrt{5^2 + (3 \frac{1}{3})^2} = 6 \text{ mm}$ $\text{tg } \alpha = 3 \frac{1}{3}/5 = 0,667;$ $\alpha = 33^\circ 41'$
12	Lentile astigmatice cu acțiune prismatică prin descentrare		<p>I, II — secțiuni principale</p> <p>1) $R: \varphi'_0 = +4$ dpt; $\varphi'_0 = +6$ dpt;</p> <p>axa 90°, $1,5\Delta$ baza exterioară se notează: $R: +4$ dpt $+6$ dpt; axa 90°; $1,5\Delta$ baza exterioară (fig. 12, a)</p> <p>2) γ — unghiul dintre baza prescrisă și secțiunea cu φ'_{min} ($0-180^\circ$)</p> <p>β — unghiul dintre secțiunea cu φ'_{min} și direcția descentrării căutate</p> <p>Z — acțiunea cilindrică; P — acțiunea prismatică;</p> $\text{tg } \beta = \varphi' \text{ tg } \gamma / (\varphi' + Z);$ $h = 10 P \cos \gamma / \varphi' \cos \beta;$ $P = \sqrt{P_0^2 + P_v^2};$ $\text{tg } \theta = P_v/P_0;$ $h_I = 10 \cdot P_I / \varphi'_{min};$ $h_{II} = 10 P_{II} / \varphi'_{min};$ <p>P_I și P_{II} sînt componentele vectorului P pe cele două axe I, II.</p> <p>Exemplu: $R: +3; +5,5$; axa 20°; 5Δ, baza 60°; $\text{tg } \beta = 3 \text{ tg } 40^\circ / (3 + 2,5) = 0,4377$; $\beta = 24,6^\circ$; $h = 10 \cdot 5 \cdot \cos 40^\circ / 3 \cos 24,6^\circ = 14 \text{ mm}$</p>

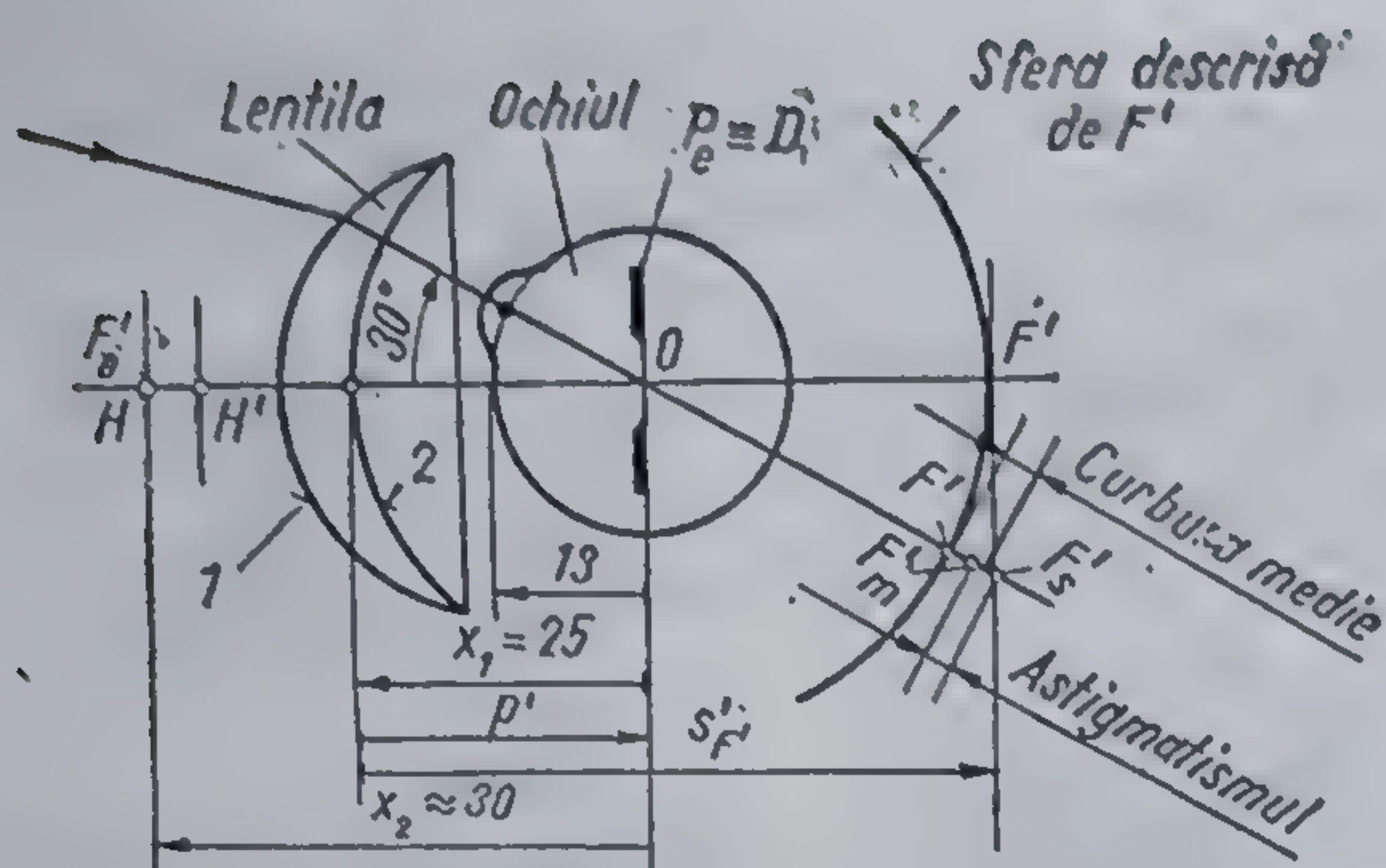


Fig. 3.5. Poziția lentilei punctal față de ochi.

3.1.5.1. *Lentile sferice stigmatice.* Calculul acestor lentile are la bază următoarele date de pornire: 1) coeficientul aberației de astigmatism $A =$ (v. relația 1.158); 2) grosimea $d = 0$; 3) diafragma de deschidere (pupilă de ieșire) este situată în centrul de rotație a ochiului, la distanța $p' = 25 \text{ mm}$ ($\xi_p = 1/p' = 1000/25 = 40 \text{ dptr}$); 4) lentila trebuie să aibă planul principal obiect situat în planul focal obiect al ochiului, la distanța $X_2 \approx 30 \text{ mm}$ față de centrul de rotație (pentru a nu se modifica puterea ochiului); 5) fasciculul provenit de la obiect este îngust și situat în jurul razei pupilare care trece prin centrul 0 (fig. 3.5).

Scriind ec. (1.158) și ținând seama de (1.117), (1.118) și (1.134) se obține:

$$\mathcal{A} = \frac{Q^*}{(\xi_p - \xi_s)^2} - \frac{2P}{\xi_p - \xi_s} + \varphi', \quad (3.17)$$

sau ecuația generală

$$\begin{aligned} (\xi_p' - \xi_p)^2 \frac{\mathcal{A}}{\varphi'} = & \left(1 + \frac{2}{n}\right) \gamma^2 - 2 \left(1 + \frac{1}{n}\right) (\xi_s - \xi_p + \varphi') \gamma + \\ & + \xi_p'^2 + \left(2 + \frac{1}{n}\right) \varphi' \xi_p' + 2 \left(1 + \frac{1}{n}\right) \xi_s \xi_p' + \left(1 + \frac{1}{n}\right) \varphi' \xi_s + \\ & + \frac{4n^3 - 4n^2 - n + 2}{4n(n-1)^2} \cdot \varphi'^2. \end{aligned} \quad (3.18)$$

Prezintă interes trei cazuri:

Cazul I: Obiectul este situat la infinit ($s = -\infty$). Pentru $s = -\infty$ și $\xi_s = 0$, ec. (3.17) devine

$$\begin{aligned} \mathcal{A} = \frac{Q^*}{\xi_p^2} - \frac{2P}{\xi_p} + \varphi' = p^2 Q^* - 2pP + \varphi' \quad \text{sau} \\ \frac{\mathcal{A} \xi_p^2}{\varphi'} = \frac{Q^*}{\xi_p'^2} \cdot \frac{\xi_p'^2}{\varphi'} - \frac{2P}{\xi_p'} \cdot \frac{\xi_p'^2}{\varphi'} + \frac{\xi_p'^2}{\varphi'} \cdot \varphi' \end{aligned}$$

Introducând pe Q și P cu valorile lor pentru lentile infinit subțiri (v. ec. 1.117; 1.118), rezultă:

$$\mathcal{A} \frac{\xi_p^2}{\varphi'} = \left(1 + \frac{2}{n}\right) \gamma^2 - 2 \left(1 + \frac{1}{n}\right) \xi_p' \gamma + \xi_p'^2 + \frac{\varphi'}{n} \xi_p' + \frac{(3n-2) \varphi'^2}{4n(n-1)^2}. \quad (3.19)$$

Alegînd, spre exemplu, sticla cu indicele de refracție $n_d = 1,52 \dots$ (BK 8) și anulînd astigmatismul ($\mathcal{A} = 0$), se obține ecuația următoare:

$$2,32\gamma^2 - 3,32\xi_p' \gamma + \xi_p'^2 + 0,66\xi_p' \varphi' + 1,56\varphi'^2 = 0. \quad (3.20)$$

Înlocuind $\xi_p' = 40$ dptr, rezultă ecuația de gradul II în γ , cu termenul liber dependent de puterea φ' :

$$\gamma^2 - 57,28\gamma + 690 + 0,673\varphi'^2 + 11,38\varphi' = 0. \quad (3.21)$$

Se obțin rădăcini reale numai pentru $-24,5 \text{ p} < \varphi' < 7,75 \text{ p}$. Pentru fiecare putere φ' cuprinsă între aceste limite există două forme de lentile menisc. Cele mai cambrate se numesc Wollaston, iar cele mai aplatizate Ostwalt (1898). Aceste lentile, corectate perfect de astigmatism, se numesc punctal, stigmal sau anastigmatice.

Obținînd cele două cambruri γ_1 și γ_2 , se calculează curbura, folosind cambrura cea mai mică, spre exemplu $\gamma_1 < \gamma_2$ (semnul radicalului s-a luat $+$ pentru γ_2):

$$\begin{aligned} \rho_1 &= \gamma_1 + \varphi'/2(n-1) \quad \text{ori} \\ \rho &= \gamma + \varphi'/2(n-1); \end{aligned} \quad (3.22)$$

$$\begin{aligned} \rho_2 &= \gamma_1 - \varphi'/2(n-1) \quad \text{ori} \\ \rho' &= \gamma - \varphi'/2(n-1). \end{aligned}$$

Pentru $n = 1,52$ și puteri φ' cuprinse între -25 dptr și $+10$ dptr s-au calculat cambrura γ și curbura ρ și ρ' și s-au reprezentat în fig. 3.6. Pentru o putere φ' dată se determină pentru ramura Ostwalt: $\rho = \overline{MN}$, $\rho' = \overline{MQ}$, $\gamma = \overline{MP}$.

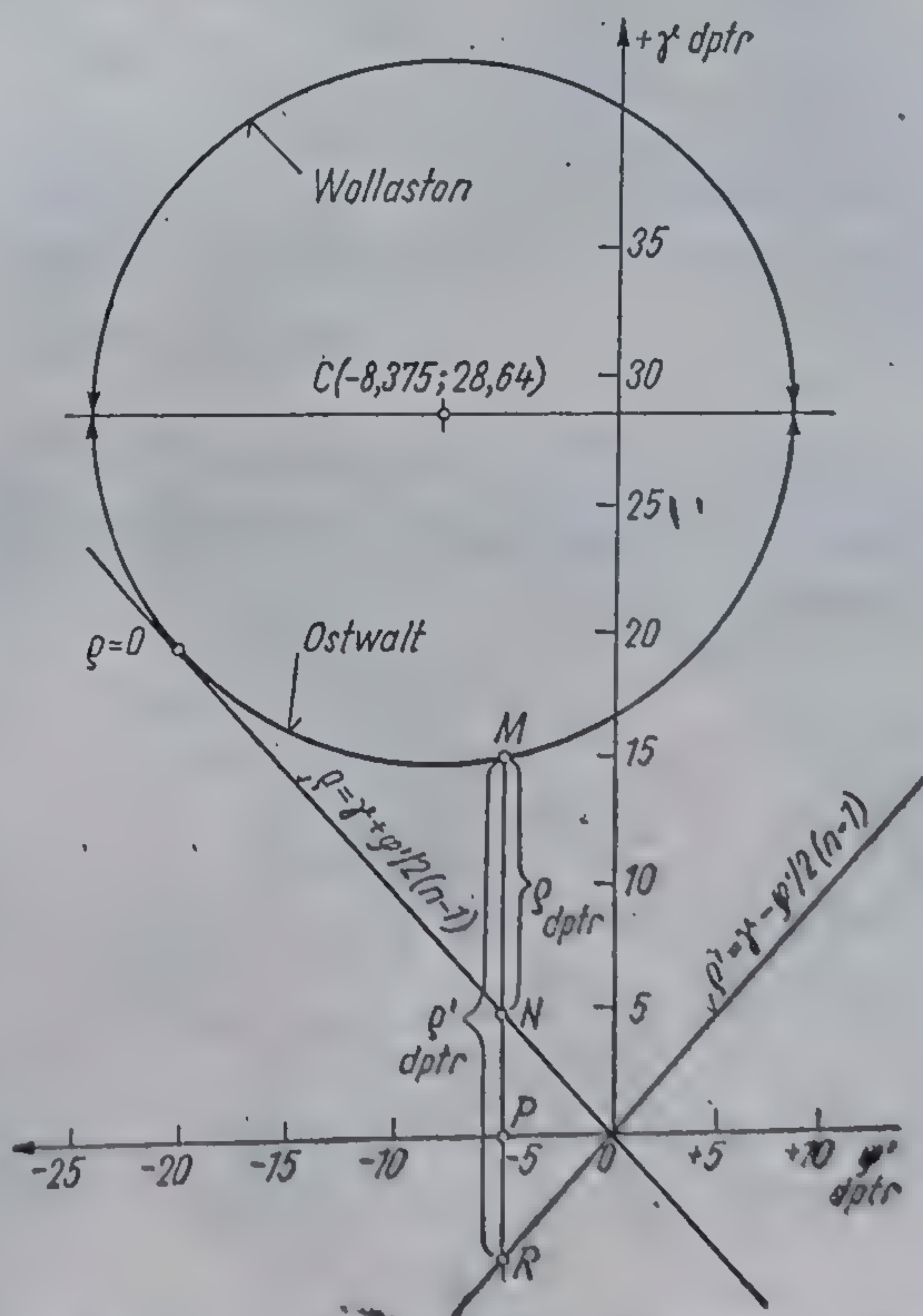


Fig. 3.6. Determinarea grafică a curburilor lentilelor anastigmatice.

Se observă că lentilele cu $\varphi' > +8$ dptr. trebuie să aibă suprafețele asferice. Acestea trebuie să corecteze astigmatismul minim introdus de cambrura $\gamma = +28,64$ dptr. Corecția depinde de puterea lentilei.

Cazul II: Obiectul este situat la distanța $D = -250$ mm. În acest caz $\xi_p = -1000/250 = -4$ dptr, $\xi'_p = 40$ dptr și ecuația în γ devine:

$$\gamma^2 - \frac{2(n+1)}{n+2} (36 + \varphi') \gamma + \frac{1600n}{n+2} + \frac{40(2n+1)}{n+2} \varphi' + \frac{4n^3 - 4n^2 - n + 2}{4(n-1)^2(n+2)} \cdot \varphi'^2 = 0. \quad (3.23, a)$$

Cazul III: Obiectul este situat la infinit și puterea $\varphi' = 0$. Când se utilizează lentile de protecție, cu putere nulă, prezintă interes mărimile razelor de curbura pentru care astigmatismul este nul. Așadar, pentru $s = -\infty$ și $\varphi' = 0$ se obține:

$$\gamma^2 - \frac{80(n+1)}{n+2} \gamma + \frac{1600n}{n+2} = 0. \quad (3.23, b)$$

Pentru $n = 1,492$ se obține $\gamma_1 = \rho_1 = 17,09$ și deci $r_1 = 1000/17,02 = 58,513$ mm; $r_2 = r_1 - d$.

Fig. 3.7 reprezintă elipsa lui Tscherning pentru lentilele punctal și drepte pentru alte lentile reprezentate în tabelul 3.3. Cu cât dreptele sînt mai depărtate de elipsă, cu atît astigmatismul este mai mare. În punctele de intersecție cu elipsa astigmatismul este corectat perfect. Diagrama servește la determinarea puterii φ'_1 pentru o putere impusă φ' .

Puterea $\varphi'_2 = \varphi' - \varphi'_1. \quad (3.24)$

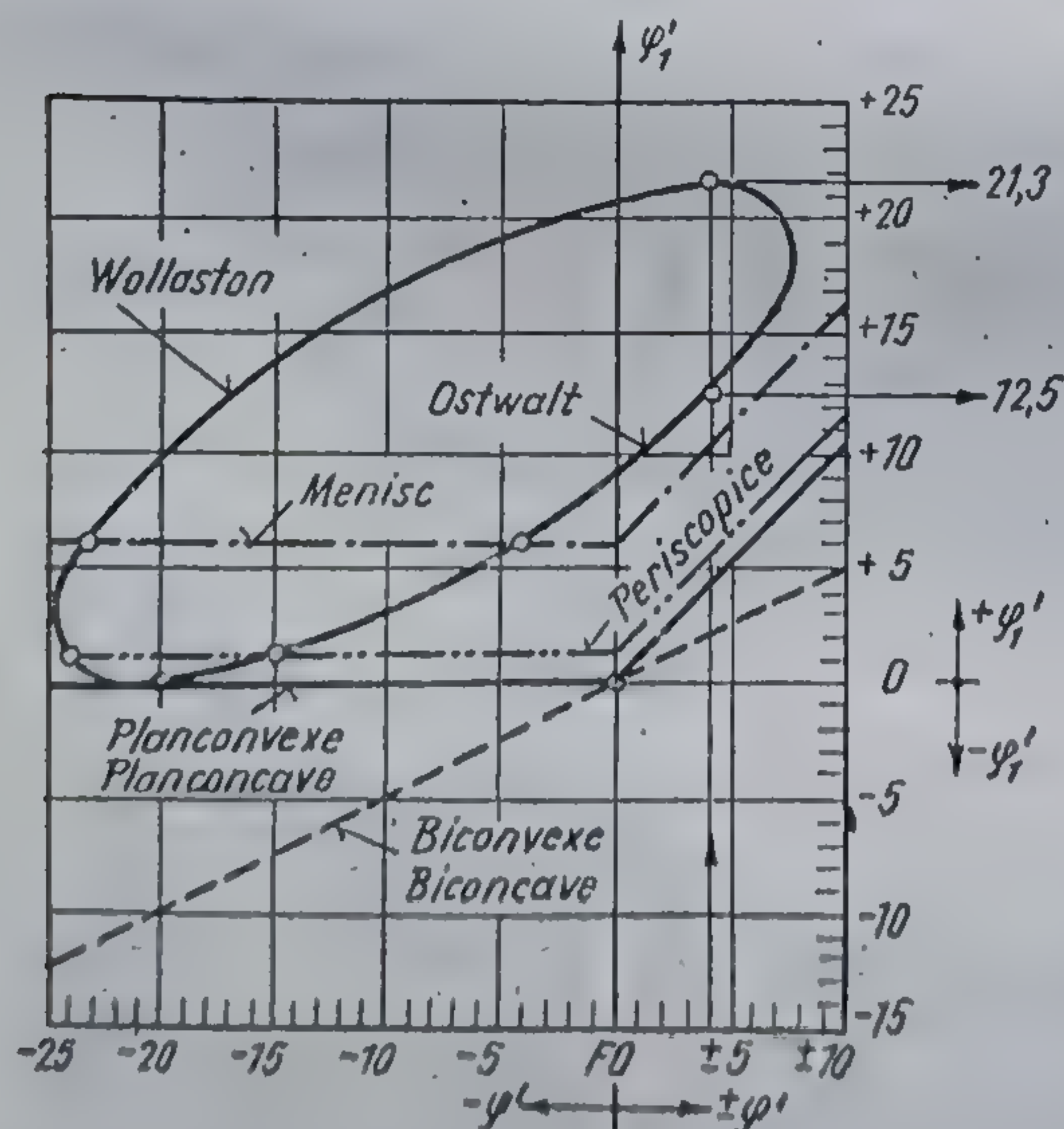


Fig. 3.7, Elipsa lui Tscherning pentru determinarea puterilor lentilelor de ochelari.

Cu formula dată de Rohr (v. ABC, 592) se poate calcula puterea luînd în considerare și grosimea lentilei:

$$\varphi' = \frac{\varphi'_1 + \xi_s}{1 - \frac{d}{n} (\varphi' + \xi_s)} + \varphi'_2 \text{ (pentru } P); \quad (3.25, a)$$

$$\varphi' = \frac{\varphi'_1}{1 - \frac{d}{n} \varphi'_1} + \varphi'_2; \quad (3.25, b) \text{ (pentru } R).$$

Aceste puteri reprezintă practic proximitățile focarelor imagine ($1/s_p$).

Introducînd în ec. (3.25) valorile din exemplul indicat în fig. 3.7 pentru $d = 3$ mm și $n = 1,52$, rezultă $\varphi' > 4$.

Cunoscând puterea φ' , se determină distanța focală $f' = 1/\varphi'$ sau $f' = 1/f'_1 + f'_2 - d/n$.

3.1.5.2. *Lentile asferice.* La lentilele cu acțiune asferică (v. poz. 6 și 7 în tabelul 3.3) se adună puterile în planele meridian și sagital (tabelul 3.4), conform relației (3.24).

$$\varphi'_1 = \frac{n-1}{r_1}; \quad \varphi'_2 = \frac{n-1}{r_2}; \quad \varphi_\alpha = \varphi'_1 + (\varphi'_2 - \varphi'_1) \sin^2 \alpha.$$

Tabelul 3.4. Lentile cu diferite suprafețe și acțiuni optice

Nr. crt.	Suprafața	1	2	Acțiunea	
	Secțiunea				
1	Meridiană <i>m</i> Sagitală <i>s</i>	sf +2,0 sf +2,0	cil 0,0 cil +2,0	+2,0 +4,0	Torică
2	<i>m</i> <i>s</i>	tor +2,0 tor +4,0	sf -6,0 sf -6,0	-4,0 -2,0	Torică
3	<i>m</i> <i>s</i>	tor +6,0 tor +8,0	sf -6,0 sf -6,0	+0,0 +2,0	Cilindrică
4	<i>m</i> <i>s</i>	sf +6,0 sf +6,0	tor -4,0 tor -7,0	+2,0 -1,0	Torică
5	<i>m</i> <i>s</i>	cil 0,0 cil +3,0	cil +1,5 cil +0,0	+1,5 +3,0	Torică
6	<i>m</i> <i>s</i>	cil 0,0 cil 3,0	cil +3,0 cil 0,0	+3,0 +3,0	Sferică

a. *Notarea lentilelor de ochelari sferice.* Lentila sferică cu $\varphi' = +3$ dptr: sf + 3 dptr;

cu $\varphi' = 0$ dptr: sf 0,0 dptr $\times 2$ mm (se indică grosimea $d = 2$ mm).

b. *Notarea lentilelor astigmatice.* Se indică puterile dioptrilor și unghiul pe care îl face axa cilindrului cu planul orizontal (fig. 3.8). De asemenea, lentila cu $\varphi' = +2,7$ dptr sferică, $\varphi'_2 = 1$ dptr cil și $\alpha = 45^\circ$, se notează:

$$Sf + 2,75 \text{ dptr} \subset cil + 1 \text{ dptr } A_x 45^\circ;$$

$$Sf - 5 \text{ dptr} \subset cil - 2 \text{ dptr } A_x 120^\circ;$$

$$Sf + 1,5 \text{ dptr} \subset cil - 2 \text{ dptr } A_x 150^\circ;$$

$$Sf - 2 \text{ dptr} \subset cil + 3 \text{ dptr } A_x 20^\circ;$$

$$Sf 0,0 \text{ dptr} \subset cil + 2 \text{ dptr } A_x 60^\circ.$$



Fig. 3.8. Schemă pentru indicarea axei lentilei astigmatice.

c. *Notarea lentilelor de ochelari prismatice.* Lentila sferică (fără astigmatism) cu puterea 3,5 dptr, puterea prismatică 2 dptr ($\Delta 2$) și unghiul de orientare a prisme 90° :

$$Sf + 3,5 \text{ dptr } (2\Delta \text{ Ax } 90^\circ).$$

Lentila sferotorică astigmatică cu putere sferică $+ 2,75$ dptr și putere cilindrică $+ 1$ dptr, cu puterea prismatică $\Delta 2$ și unghiul de orientare a prisme 90° :

$$Sf + 2,75 \text{ dptr } \subset \text{cil} + 1 \text{ dptr Ax } 45^\circ \quad (2\Delta \text{ Ax } 90^\circ).$$

d. *Notarea lentilelor cu mai multe puteri.* Lentila sferică fără astigmatism cu putere pentru departe $+ 1,75$ dptr și putere pentru aproape $+ 4$ dptr: $Sf + 1,75 \text{ dptr} / Sf + 4 \text{ dptr}$.

Lentila sferotorică astigmatică cu puterea sferică pentru departe $+ 1,75$ dptr și putere sferică pentru aproape $+ 4$ dptr, cu putere cilindrică $+ 1$ dptr și unghiul axei cilindrului

$$60^\circ: Sf + 1,75 \text{ dptr} / Sf + 4 \text{ dptr } \subset \text{cil} + 1 \text{ dptr Ax } 60^\circ.$$

Indicații privind lentilele Fresnel pentru ochelari sînt date în §3.1.6.5.

3.1.6. Lentile Fresnel

3.1.6.1. *Lentile plan-Fresnel de uz general.* Calculul lentilelor Fresnel, corectate complet de aberațiile de sfericitate, se efectuează pe baza schemei din fig. 3.9, pornind de la următoarele caracteristici impuse: n , d , s , a' , H , p , $H_{j+1} = H_j + p$;

a) *lentile convergente pentru $s \neq \infty$, $s' \neq \infty$ (fig. 3.9):*

1) $(-)$ s ; $s' = ns \cos \sigma' / \cos \sigma$ (pentru $H = 0$, $s' = ns$);

3) $a = s' - d$; 4) $\tan \sigma' = H/a$; 5) $\sin \sigma' = \tan \sigma' / \sqrt{1 + \tan^2 \sigma'}$;

6) $\sin \sigma = n \sin \sigma'$; 7) $\tan v = H/a'$;

8) $\sin v = \tan v / \sqrt{1 + \tan^2 v}$; 9) $\cos v = 1 / \sqrt{1 + \tan^2 v}$;

10) $\tan \varphi = \frac{\sin \sigma - \sin v}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \sigma} - \cos v}$; (3.26)

11) $t_{j,j+1} = p \tan \varphi_j / (1 + \tan \varphi_j \tan \sigma'_{j+1})$; 12) $\xi = 90^\circ - \varphi_j + \sigma'_j$ (unghiul la vîrf al sculei).

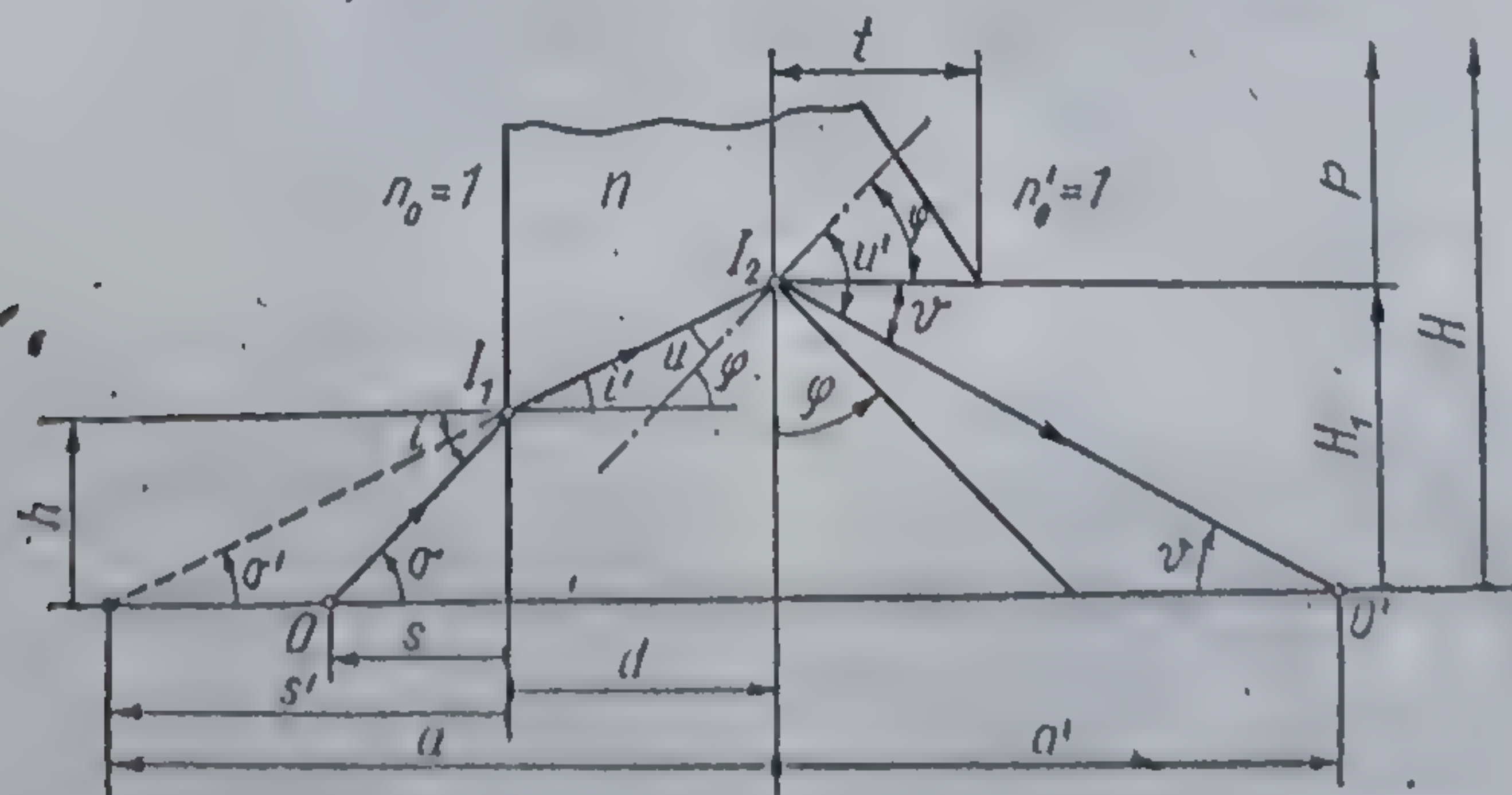


Fig. 3.9. Schemă pentru calculul lentilelor Fresnel.

b) lentile convergente pentru $s = -\infty$ și $s' = f'$:

$$\operatorname{tg} \varphi = -\sin v / (n - \cos v); \quad (3.27, a)$$

cu $\sin \alpha = H/f$ (condiția sinusurilor se obține:

$$\operatorname{tg} \varphi = \sin \alpha / (n\sqrt{1 + \sin^2 \alpha} - 1); \quad (3.27, b)$$

c) lentile convergente pentru $s = f$ și $s' = \infty$:

În acest caz $v = 0$ și $u' = \varphi$:

$$\operatorname{tg} \varphi = \sin \sigma / (\sqrt{n^2 - \sin^2 \sigma} - 1); \quad \text{sau} \quad (3.28, a)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = H / (n - 1) f'; \quad (3.28, b)$$

d) lentile divergente pentru $s \neq -\infty$ și $s' \neq f'$:

$$\operatorname{tg} \varphi = -\frac{\sin \sigma - \sin v}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \sigma} - \cos v}; \quad (3.29)$$

e) lentile divergente pentru $s = -\infty$ și $s' = f'$:

$$\operatorname{tg} v = H/f' \quad \text{și} \quad \operatorname{tg} \varphi = +\sin v / (n - \cos v); \quad (3.30)$$

f) lentile divergente pentru $s = f$ și $s' = \infty$:

$$\operatorname{tg} \varphi = -\sin \sigma / (\sqrt{n^2 - \sin^2 \sigma} - 1). \quad (3.31)$$

g) pierderea de flux luminos: cu creșterea unghiului de deschidere σ cresc pierderile de energie prin reflexie pe ambele suprafețe sau apare reflexia totală. Astfel, aplicând formulele lui Fresnel (1.2) și (1.3) se poate scrie expresia factorului de reflexie mediu pentru suprafața 1:

$$R = \frac{1}{2} \left[\frac{\operatorname{tg}^2(\sigma' - \sigma)}{\operatorname{tg}^2(\sigma' + \sigma)} + \frac{\sin^2(\sigma' - \sigma)}{\sin^2(\sigma' + \sigma)} \right], \quad (3.32)$$

care pentru incidență normală (cazul b) devine

$$R = \left(\frac{n - 1}{n + 1} \right)^2. \quad (3.33)$$

În ipoteza că fluxul luminos incident este $\Phi_{i1} = 1$, și lentila este executată din PMMA, cu indicele de refracție $n = 1,492$ se obțin rezultatele date în continuare.

Lentile plan-convexe (cazul b) cu $s = -\infty$ și $s' = f'$. Factorii de reflexie sînt

$$R_1 = \left(\frac{n - 1}{n + 1} \right)^2 = 0,03897 \quad (\text{incidența normală}) \quad (3.34)$$

și

$$R_2 = \frac{1}{2} \left[\frac{\operatorname{tg}^2 v}{\operatorname{tg}^2(2\varphi - v)} + \frac{\sin^2 v}{\sin^2(2\varphi - v)} \right]. \quad (3.35)$$

Fluxurile luminoase transmise devin:

$$\Phi_{\tau 1} = \Phi_{i1} - \Phi_{i1} R_1 = \Phi_{i1} (1 - R_1) = 1 - R_1 = 0,9610208; \quad (3.36)$$

$$\Phi_{i2} = \Phi_{\tau 1};$$

$$\Phi_{\tau 2} = \Phi_{i2} - \Phi_{i2} R_2 = \Phi_{i2} (1 - R_2) = \Phi_{\tau 1} (1 - R_2) = (1 - R_1)(1 - R_2). \quad (3.37)$$

Reprezentînd grafic $\Phi_{\tau 2}$ în dependență de deschiderea relativă, se găsește raportul $D/f' = 1,1$, pentru care factorul de concentrare a energiei solare

$$K = \frac{D^2}{f'^2} \cdot 10^4 \Phi_{\tau 2}, \quad (3.38)$$

are valoarea maximă.

Deschiderea relativă este limitată de fenomenul de reflexie totală care apare la suprafața Fresnel: $n \sin u = n' \sin u' = 1$; $\sin u = \sin \varphi = 1/n = 1/1,492 = 0,6702412$ și $\varphi \approx 42^\circ$.

Practic, pentru $D/f' = 1,4$ fluxul transmis de lentilă este $\Phi_t = 0$.

Lentile plan convexe cu $s = \bar{f}$ și $s' = \infty$. În acest caz factorii de reflexie R_1 și R_2 devin

$$R_1 = \frac{1}{2} \left[\frac{\operatorname{tg}^2(\sigma' - \sigma)}{\operatorname{tg}^2(\sigma' + \sigma)} + \frac{\sin^2(\sigma' - \sigma)}{\sin^2(\sigma' + \sigma)} \right] \text{ și}$$

$$R_2 = \frac{1}{2} \left[\frac{\operatorname{tg}^2 \sigma'}{\operatorname{tg}^2(2\varphi - \sigma')} + \frac{\sin^2 \sigma'}{\sin^2(2\varphi - \sigma')} \right],$$

iar fluxul transmis de lentilă, pentru fluxul incident $\Phi_i = 1$, devine:

$\Phi_{\tau 2} = (1 - R_1)(1 - R_2)$. Pentru deschiderea relativă $D/s = 1,5$ fluxul transmis devine practic nul, datorită faptului că factorii de reflexie iau valorile $R_1 \approx 5\%$ și $R_2 \approx 95\%$. Se remarcă faptul că, pentru orice valoare a unghiului σ , factorul R_1 nu depășește 5% , în timp ce R_2 crește considerabil.

Pentru deschiderea relativă $D/f' = 1,3$ se obține factorul maxim de concentrare a energiei luminoase. De aceea, se recomandă ca suprafața Fresnel să fie situată de partea abscisei mai mari; spre exemplu, la captare a energiei solare, suprafața Fresnel să fie orientată spre Soare.

3.1.6.2. *Lentile convergente sfero-Fresnel*. Lentila convergentă sfero-Fresnel, cu baza Fresnel plană (fig. 3.10), cu obiectul în centrul de curbură al primului dioptru, este o lentilă stigmatică, ale căror elemente constructive se calculează după cum urmează:

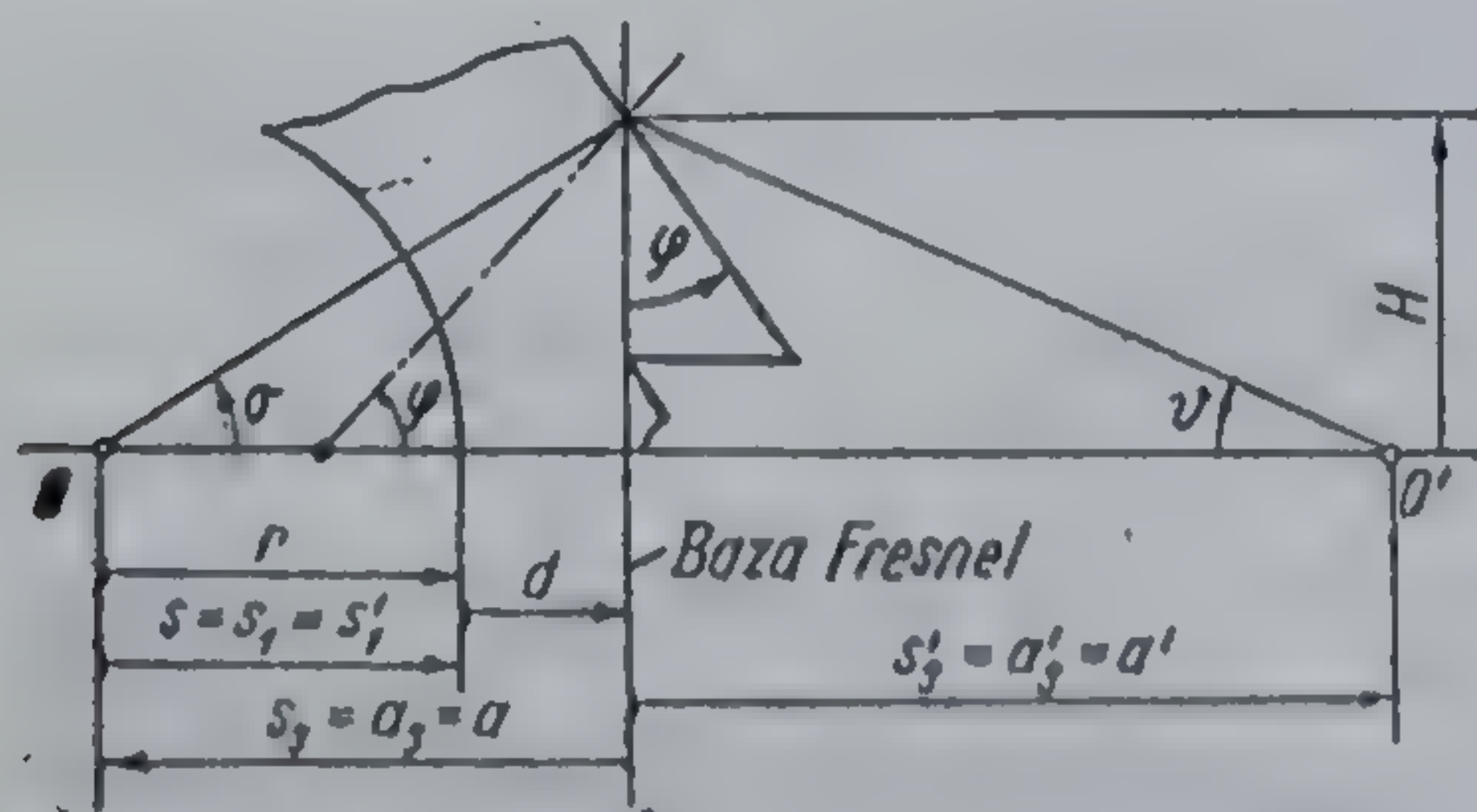


Fig. 3.10. Schemă pentru calculul lentilelor sfero-Fresnel.

$$a) s_1 = s'_1 = s = r;$$

$$b) s_3 = s - d = r - d = a_3 = a;$$

$$d) \operatorname{tg} \nu = H/a'; \quad c) \sin \sigma = H/r;$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{n \sin \sigma - \sin \nu}{n \cos \sigma - \cos \nu} \quad (3.39)$$

Pentru $a' = \infty$, obiectul se află situat în focarul obiect \bar{F} și unghiul profilului Fresnel este dat de formula

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{n \sin \sigma}{n \cos \sigma - 1}. \quad (3.40)$$

În acest caz suprafața Fresnel înlocuiește suprafața unui elipsoid care se execută mult mai dificil.

Unghiul $\varphi_{\max} = 90^\circ$ este limitat de fenomenul de reflexie totală. Lentila poate fi utilizată la colimarea fasciculelor divergente emise de diode laser.

3.1.6.3. *Lentile divergente Fresnel-sferice.* O lentilă Fresnel-sferică, (divergentă) cu baza Fresnel plană, avînd punctul obiect situat în centrul sferei (suprapus cu focarul \bar{F}_1 al elipsoidului înlocuit de suprafața Fresnel) se calculează cu formula

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{n \sin \sigma}{n \cos \sigma - 1}. \quad (3.41)$$

3.1.6.4. *Lentile sfero-Fresnel cu baza Fresnel sferică.* În fig. 3.11 este reprezentată schema de calcul a unei lentile Fresnel cu baza sferică. Se dă: $n, p, H = kp, r$; $k = 0, 1, 2, \dots k$. Se calculează:

$$a) \sin \sigma = H/r; \quad b) \cos \sigma = \sqrt{1 - \sin^2 \sigma};$$

$$c) x = r(1 - \cos \sigma); \quad d) \operatorname{tg} \varphi = \frac{n \sin \sigma}{n \cos \sigma - 1}; \quad (3.42)$$

$$e) \varepsilon = 90 - \varphi + \sigma. \quad (3.43)$$

3.1.6.5. *Lentile Fresnel pentru ochelari.* Lentilele pentru ochelari trebuie să aibă două baze sferice (fig. 3.12), cu raza r_1 dedusă pe baza condiției de stigmatism (3.24). Datele inițiale sînt: $\bar{f} = -f'$; H_{\max} ; p ; n ; d ; r_1 ; $r_2 = r_1 + d$; $k = 0, 1, 2, \dots k_{\max} = H/p$.

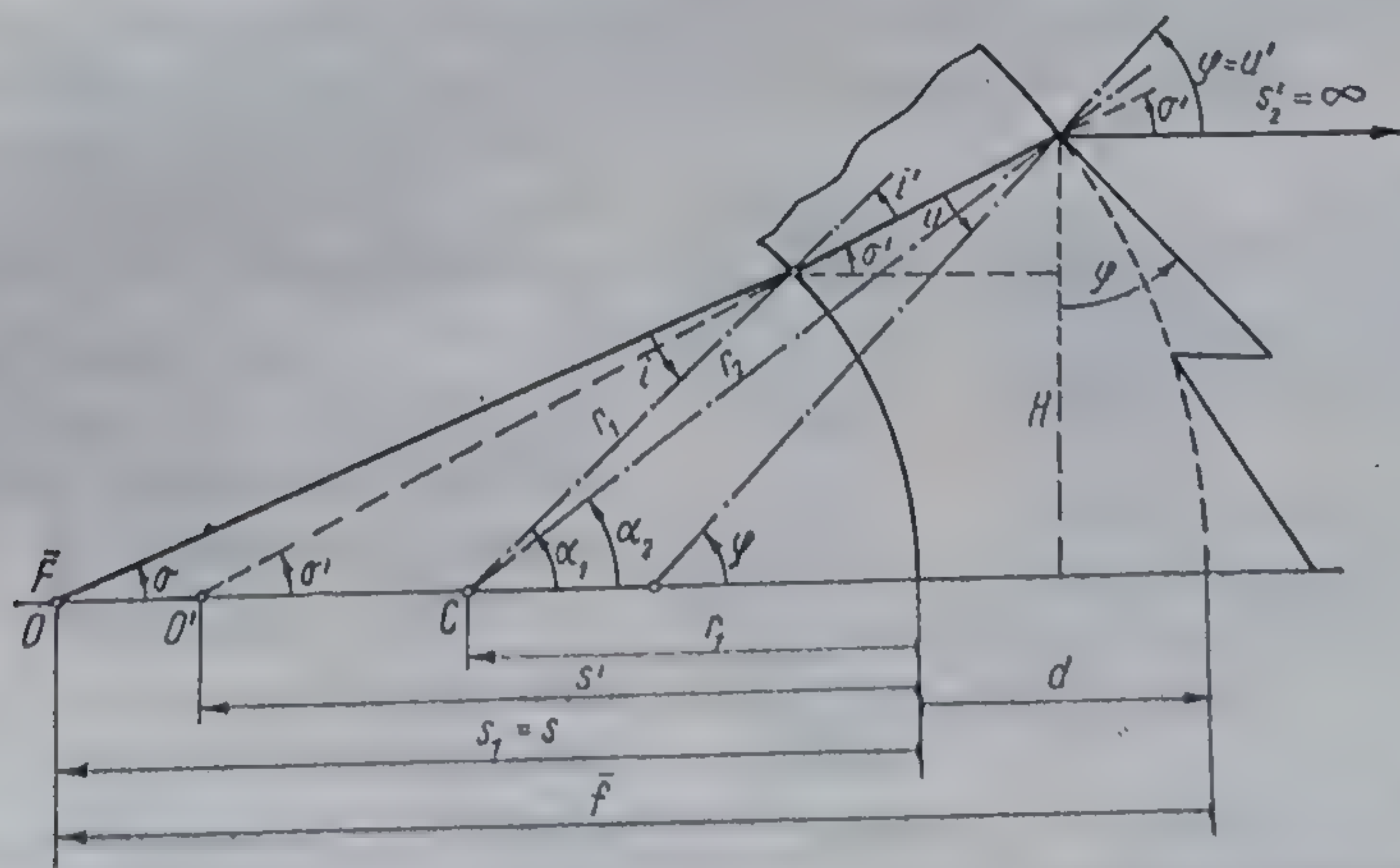


Fig. 3.12. Schemă pentru calculul lentilelor de ochelari de tip Fresnel.

Elementele constructive se determină succesiv (și iterativ) după cum urmează:

$$s = f - d; \quad s' = ns; \quad H_k = kp; \quad \sin \sigma = H/f;$$

$$A = H(s - r_1)/fn(sn - r_1); \quad \operatorname{tg} \varphi = A/\sqrt{1 - A^2 - 1/n};$$

$$\sin \alpha_2 = H/r_2; \quad x_2 = r_2(1 - \cos \alpha_2); \quad \varepsilon = 90^\circ + \sigma' - \varphi.$$

unghiul φ trebuie tipărit în grade, minute și secunde. Se tipăresc: k , H_k , x_2 și ε . Înălțimea flancului activ rezultă automat.

Pentru ca profilul Fresnel să nu fie perceput de ochi, trebuie ca pasul $p < 75 \mu\text{m}$. Suprafața Fresnel poate fi protejată prin acoperire sau durificată chimic ori în vid. De asemenea, lentila poate fi vopsită chimic în dégradé. Deoarece grosimea $d = 0,5 \dots 2 \text{ mm}$, lentilele Fresnel, executate din PMMA, sînt ușoare, pot fi realizate cu diametre mari și prin procedee de mare productivitate, nu sînt periculoase în caz de spargere și protejează ochiul împotriva radiațiilor ultraviolete. Sînt transparente la radiații luminoase și infraroșii.

3.1.7. Rastere lenticulare

Rasterele lenticulare se utilizează la formarea imaginilor multiple în tehnica cinematografică și tehnologia microelementelor electronice, pentru omogenizarea surselor în dispozitivele de iluminare, pentru umplerea și iluminarea uniformă a pupilelor aparatelor sau la redarea imaginilor stereoscopice.

Cele care sînt situate în medii cu temperaturi înalte se execută din sticlă sau din cuarț; celelalte se execută din materiale plastice. În toate cazurile se folosesc matrițe metalice care pot fi executate direct sau indirect, prin copiere (galvanic, turnare etc.).

Se pot obține rastere cilindrice (unice) din bare sau fibre așezate pe o placă și polisate optic pînă la realizarea semicilindrilor care, apoi, se lipesc pe o lamă sau pe lentilă plan-convexă.

Rasterele sînt combinate cu o suprafață plană sau convexă.

Un raster special, extrem de fin, cu acțiune divergentă, utilizat ca difuzor, montat între sursă și condensor în dispozitivele de iluminare, poate fi executat din sticlă atacată cu vapori de acid fluorhidric.

În fig. 3.13, *a—g* sînt reprezentate diferite forme de rastere. Cele din fig. 3.13, *e, f, g* au fost realizate și de autor prin procedee de mare productivitate.

Pot fi executate rastere pe ambele suprafețe ale unei lame plan-paralele, fie prin lipirea în cruce a cilindrilor menționați, fie prin presare între două matrițe.

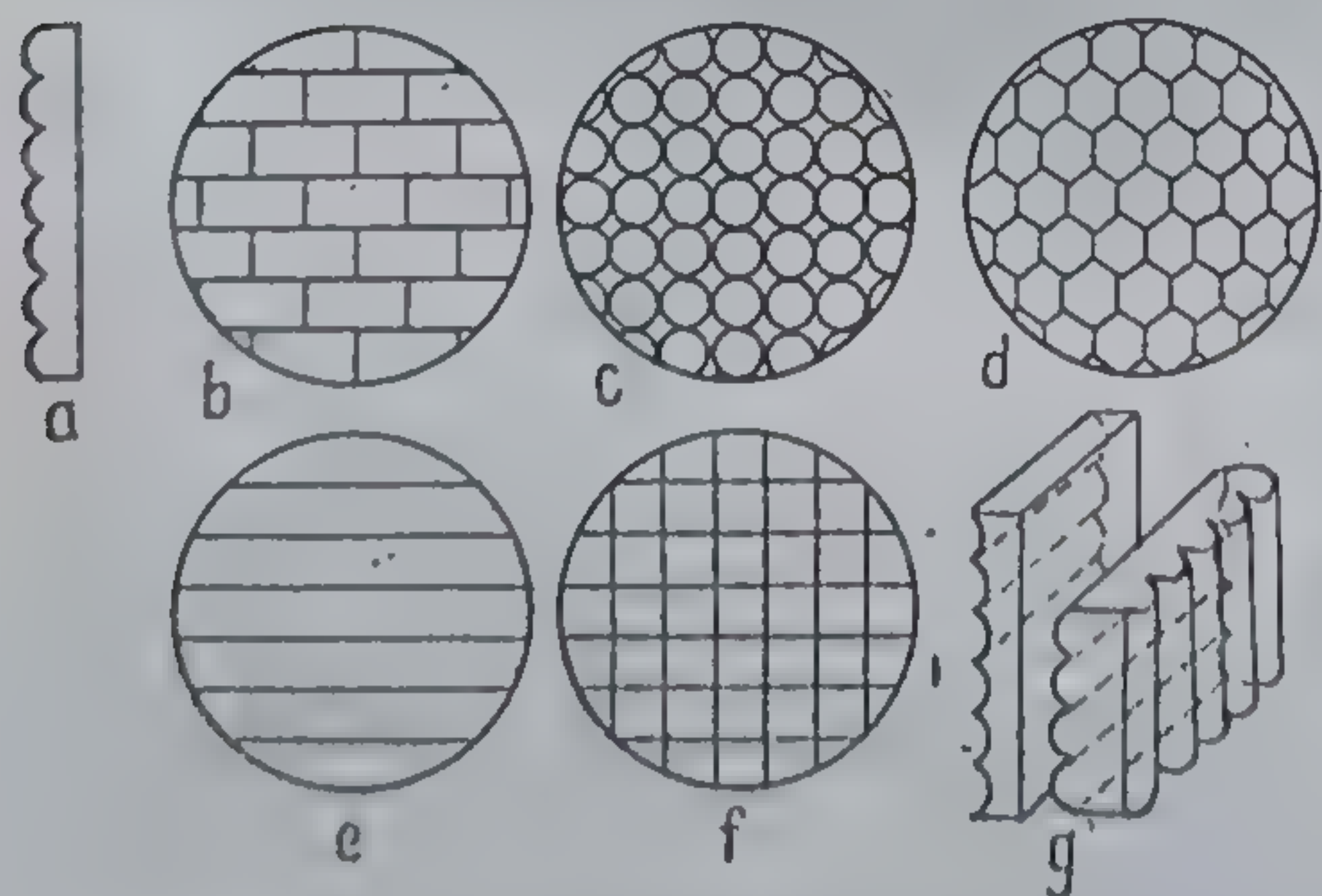


Fig. 3.13. Rastere lenticulare.

3.1.8. Simpletului Fraunhofer

Simpletului Fraunhofer este constituit dintr-o lentilă convergentă și una divergentă, lipite sau adiacente (fig. 3.14). Acesta poate fi corectat de aberațiile cromatice, de sfericitate, de coma sau poate avea curbura lui Petzval foarte mică.

De cele mai multe ori se efectuează calculul în focală unitară, care, după caz, se ia pozitivă sau negativă.

a. *Cazul I. Acromatul normal.* $s = -\infty$; $d = 0$; $\varphi' = \sum_1^2 \varphi'_j = \varphi'_1 + \varphi'_2$; (puterea); $\sum_1^2 \left(\frac{\varphi'_j}{v_j} \right) = \frac{\varphi'_1}{v_1} + \frac{\varphi'_2}{v_2} = 0$; (acromazia); $\sum_1^2 Q_j = A_1 \gamma_1^2 - 2B_1 \gamma_1 + C_1 + A_2 \gamma_2^2 - 2B_2 \gamma_2 + C_2 = 0$; (aberațiile de sfericitate);

$$\gamma_2 = \gamma_1 - [\varphi'_1/2(n_1 - 1) + \varphi'_2/2(n_2 - 1)] \text{ (condiția de lipire).}$$

Dacă diafragma de deschidere este situată într-unul din planele principale, astigmatismul și distorsiunea sînt nule.

Se mai poate scrie:

$$\sum_1^2 (n' - n) \delta \rho = 0 \text{ anularea variației focale; } \quad (3.44)$$

$$\sum_1^2 (\delta n' - \delta n) \rho = 0 \text{ anularea variației cromastimului. } \quad (3.45)$$

b. *Cazul II. Acromatul nou.* Cînd se folosește condiția lui Petzval $\sum_1^2 \left(\frac{\varphi'_j}{n_j} \right) = \frac{\varphi'_1}{n_1} + \frac{\varphi'_2}{n_2} = 0$ trebuie folosite sticle noi, la care n crește cu creșterea coeficientului de dispersie v .

c. *Cazul III. Simpletului stigmatic și cromatic.* $d = 0$; $\varphi' = \varphi'_1 + \varphi'_2$; (puterea); $L = \frac{s'^2}{s^2} ds - \frac{1}{2} s'^2 H_0^2 h^2 (Q_1^* + Q_2^*) = 0$ aberația sferică; (3.46)

$$\frac{C}{\beta'} = \left(\frac{ds}{s} \right) - \frac{H_0^2}{2} (P_1 + P_2) = 0 \text{ aberația de coma. } \quad (3.47)$$

Se consideră $ds = 0$ și $\gamma_2 = \gamma_1 - [\varphi'_1/2(n_1 - 1) + \varphi'_2/2(n_2 - 1)]$.

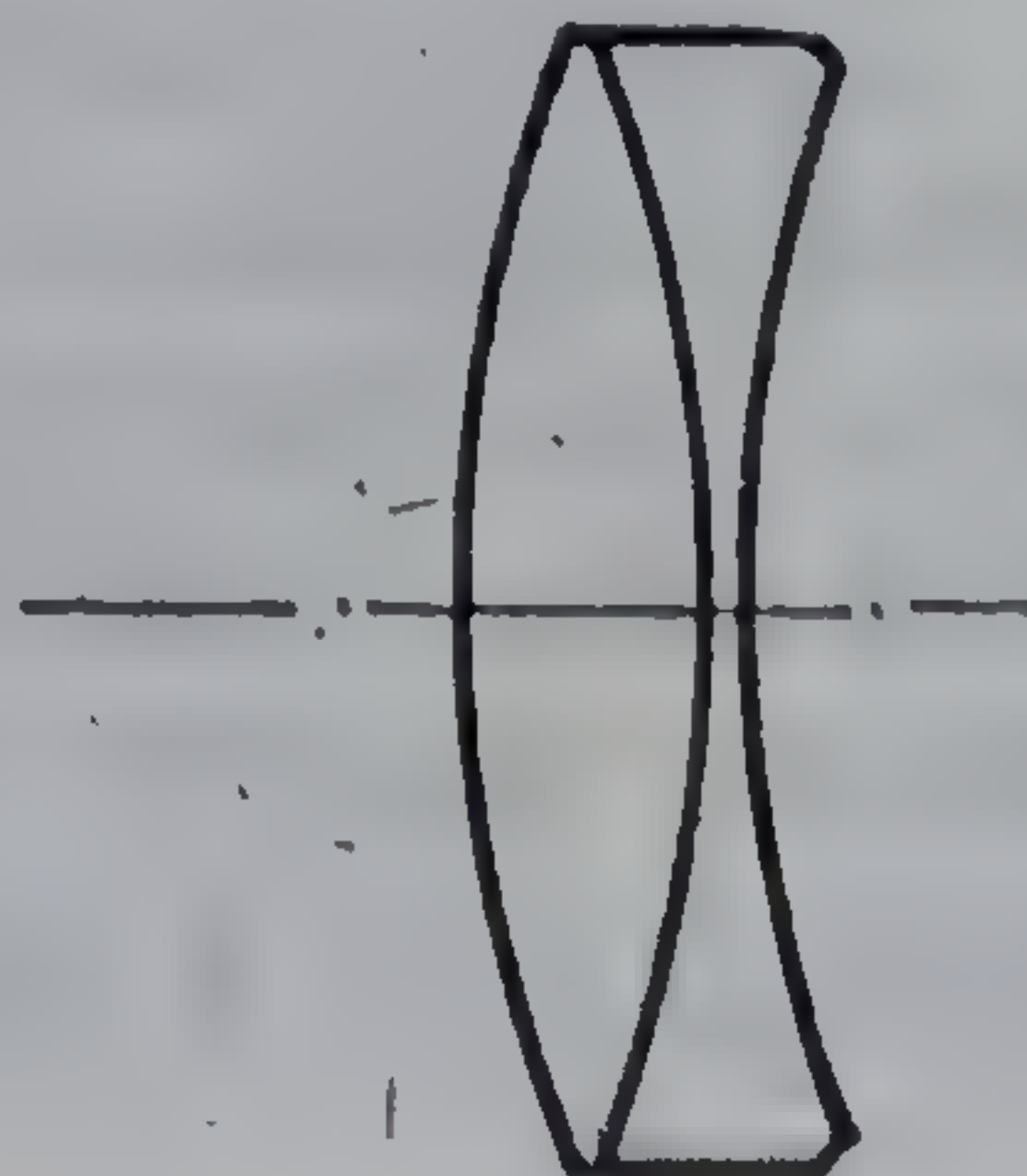


Fig. 3.14. Simpletului Fraunhofer.

d. *Cazul IV. Simpletului acromatic, stigmatic și izoplanetic.* Un simplet alcătuit din două lentile adiacente (nelipite), cu rol de obiectiv de lunetă ($s = -\infty$), poate fi corectat de cromatism axial, aberațiile de sfericitate axială și transversală și de coma. În continuare se aplică metoda lui H. Harting, în focală unitară:

$$d_1 = d_2 = d = 0; \quad h_1 = h_2 = h_3 = h_4; \quad s'_1 = s_2; \quad s'_2 = s_3; \quad s'_3 = s_4.$$

$$\varphi' = \varphi'_1 + \varphi'_2 = 1; \quad \varphi'_1/v_1 + \varphi'_2/v_2 = 0; \quad \sum_1^4 Q^2 \Delta(\xi/n) = 0;$$

$$\sum_1^4 Q \Delta(\xi/n) = 0;$$

$$\xi = 1/s; \quad \xi' = 1/s'; \quad \varphi'_1 = v_1/(v_1 - v_2); \quad \varphi'_2 = -v_2/(v_1 - v_2);$$

$$v_1 > v_2; \quad k_1 = \varphi'_1/(n_1 - 1); \quad k_2 = \varphi'_2/(n_2 - 1);$$

$$\rho_1 = k_1 + \rho_2; \quad \rho_3 = k_2 + \rho_4; \quad (3.48)$$

$$\xi'_1 = \frac{n_1 - 1}{n_1} (\rho_2 + k_1) + \frac{\xi_1}{n_1};$$

$$\xi'_2 = (1 - n_2) \rho_2 + n_1 \xi_2 = (n_1 - 1) k_1 + \xi_1;$$

$$\xi'_3 = \frac{n_2 - 1}{n_2} \rho_3 + \frac{\xi_3}{n_2} = \left(\frac{n_2 - 1}{n_2} \right) (\rho_4 + k_2) + \frac{n_1 - 1}{n_2} k_1 + \frac{\xi_1}{n_2}.$$

Se scriu invariantii paraxiali obiectivi pentru fiecare dioptru:

$$Q_1 = \rho_1 - \xi_1 = \rho_2 + k_1 - \xi_1; \quad Q_2 = \rho_2 - \xi'_2 = \rho_2 - (n_1 - 1) k_1 - \xi_1;$$

$$Q_3 = \rho_3 - \xi_3 = \rho_4 + k_2 - (n_1 - 1) k_1 - \xi_1; \quad Q_4 = \rho_4 - 1.$$

Se fac următoarele notații:

$$a_1 = n_1 - 1; \quad a_2 = (n_1 - 1)/n_1^2; \quad a_3 = (n_2 - 1)/n_1^2;$$

$$a_4 = (n_1 - 1)/n_2^2; \quad a_5 = (n_1 - 1)(n_1^2 - 1)/n_1^2;$$

$$b_1 = 1/n_2^2; \quad b_2 = (n_2 - 1)/n_2^2; \quad b_3 = (n_2^2 - 1)/n_2^2;$$

$$b_4 = (n_1 - 1)(n_2^2 - 1)/n_2^2.$$

Se calculează diferențele:

$$\Delta(\xi/n)_1 = a_2 \rho_2 + a_2 k_1 - a_3 \xi_1; \quad \Delta(\xi/n)_2 = -a_2 \rho_2 + a_5 k_1 + a_3 \xi_1;$$

$$\Delta(\xi/n)_3 = b_2 \rho_4 - b_4 k_1 + b_2 k_2 - b_3 \xi_1;$$

$$\Delta(\xi/n)_4 = -b_2 \rho_4 - a_4 k_1 - b_2 k_2 + 1 - b_1 \xi_1;$$

$$\sum_1^4 Q \Delta(\xi/n) = 0; \quad \sum_1^4 Q^2 \Delta(\xi/n) = 0.$$

Se observă că coeficienții curburilor ρ_2^2 și ρ_4^2 sînt nuli și deci se poate scrie:

$$B_1\rho_2 + C_1\rho_4 + D_1 = 0, \quad (3.49)$$

în care: $B_1 = 2a_2k_1 + a_1a_3k_1 + a_5k_1$;

$$C_1 = 1 + b_3 + b_3k_2 - a_1b_2k_1 - a_2k_1 - b_4k_1 - \xi_1(b_1 + b_2 + b_3);$$

$$D_1 = a_2k_1^2 - a_1a_5k_1^2 - b_4k_1k_2 + a_1b_4k_1^2 + b_2k_2^2 - a_1b_2k_1k_2 + \\ + a_4k_1 + b_3k_2 - 1 + \xi_1(b_1 + a_2b_3k_1 - b_3k_2 - b_2k_2 + b_4k_1 - \\ - a_2k_1 - a_3k_1 - a_5k_1 - a_1a_3k_1) + \xi_1^2b_3.$$

Se formează expresia pentru anularea abcrăției sferice:

$$A_2\rho_2^2 + B_2\rho_4^2 + C_2\rho_2 + D_2\rho_4 + E_2 = 0, \quad (3.50)$$

în care coeficienții și termenul liber au valorile:

$$A_2 = 3a_2k_1 + 2a_1a_2k_1 + a_5k_1;$$

$$B_2 = 3b_2k_2 - 2a_1b_2k_1 - b_4k_1 + 2b_2 - a_4k_1 - b_2k_2 + 1 - \\ - \xi_1(2b_2 + b_3 + b_1);$$

$$C_2 = 3a_2k_1^2 - a_1^2a_2k_1^2 - 2a_1a_5k_1^2 - \xi_1(2a_1a_2k_1 + 2a_5k_1 + \\ + 2a_1a_3k_1 + 4a_2k_1 + 2a_3k_1);$$

$$D_2 = 3b_2k_2^2 - 4a_1b_2k_1k_2 + a_1^2b_2k_1^2 - 2b_4k_1k_2 + 2a_1b_4k_1^2 + 2a_2k_1 - \\ - b_2 + 2b_2k_2 - 2 + \xi_1(2a_1b_2k_1 - 4b_2k_2 + 2b_4k_1 - 2b_3k_2 + \\ + 2a_1b_3k_1 + 2b_1) + \xi_1^2(b_2 + 2b_3);$$

$$E_2 = a_2k_1^3 + a_1^2a_5k_1^3 + 2a_1b_4k_1^2k_2 - b_4k_1k_2^2 - a_1^2b_4k_1^3 + b_2k_2^3 - \\ - 2a_1b_2k_1k_2^2 + a_1^2b_2k_1^2k_2 - a_4k_1 - b_2k_2 + 1 + \xi_1(2a_1a_5k_1^2 - \\ - a_3k_1^2 - 2a_2k_1^2 - a_1^2a_3k_1^2 + 2a_1b_2k_1k_3 + 2b_4k_1k_2 - 2a_1b_4k_1^3 - \\ - 2b_2k_2^2 - b_3k_2^2 + 2a_1b_3k_1k_2 - a_1^2b_3k_1^2 - b_1) + \xi_1^2(2a_3k_1 + \\ + a_2k_1 + a_3k_1 + a_5k_1 + 2a_1a_3k_1 + b_2k_2 - b_4k_1 + \\ + 2b_2k_2 - 2a_1b_3k_1) - \xi_1^3b_3.$$

Pentru $s = -\infty$, $\xi_1 = 0$ și formulele devin mai simple.

$$\text{Din ec. (2) se scoate } \rho_4 = -(D_1 - B_1\rho_1)/C_1, \quad (3.51)$$

care se introduce în ec. (3.50) și se obține ecuația în ρ :

$$\alpha\rho_2^2 + \beta\rho_2 + \gamma = 0, \quad (3.52)$$

în care, α , β și γ au valorile următoare:

$$\alpha = A_2C_1^2 + B_1^2B_2; \quad \beta = 2B_1B_2D_1 + C_1^2C_2 - B_1C_1D_2; \quad (3.53)$$

$$\gamma = B_2D_1^2 - C_1D_1D_2 + C_1^2E_2.$$

Din ec. (3.52) rezultă două valori pentru ρ_2 . Se adoptă valoarea cea mai mică (în modul). Apoi se calculează curbura ρ_4 .

Exemplu: $n_{D1} = 1,51343$; $\Delta n_1 = 0,0873$; $v_1 = 58,878$;

$n_{D2} = 1,61171$; $\Delta n_2 = 0,01635$; $v_2 = 37,413$.

Rezultă: $\tau'_1 = +2,74289$; $\tau'_2 = -1,742289$;

$k_1 = +5,34228$; $k_2 = -2,84921$;

$a_1 = +0,51343$; $b_1 = +0,38496$;

$a_2 = +0,22416$; $b_2 = +0,23548$;

$a_3 = +0,56340$; $b_3 = +0,61502$;

$a_4 = +0,19765$; $b_4 = +0,31577$;

$a_5 = +0,28927$; $A_2 = +6,36760$;

$B_1 = +4,55524$; $B_2 = -3,90549$;

$C_1 = -2,82417$; $C_2 = +9,02577$;

$D_1 = +14,72894$; $D_2 = +32,26887$;

$E_2 = -27,31441$; $\alpha = -30,2522$;

$\beta = -36,9468$; $\gamma = +277,169$.

Cu datele de mai sus se scrie ecuația (5):

$-30,2522 \rho_2^2 - 36,9468 \rho_2 + 277,169 = 0$, din care rezultă $\rho_{21} = -3,6985$ și $\rho_{22} = +2,4774$. Apoi se calculează ρ_1 , ρ_3 și ρ_4 cu ec. (3.48) și (3.49). Rezultă două variante:

$\rho_1 = +1,6438$; $\rho_1 = +7,8195$;

$\rho_2 = -3,6985$; $\rho_2 = +2,4772$;

$\rho_3 = -3,5994$; $\rho_3 = +6,3616$;

$\rho_4 = -0,75018$; $\rho_4 = +9,2148$.

Se admite prima variantă, deoarece, având curbură mai mici, lentilele mai aplatizate și aberațiile sînt mai mici.

Cu valorile curburilor se recalculează parametrii paraxiali:

$\xi'_1 = (n_1 - 1) \rho_1/n_1 = +0,55766 = \xi_2$;

$\xi'_2 = (1 - n_1) \rho_2 + n_1 \xi_2 = +2,74290 = \xi_3$;

$\xi'_3 = (n_2 - 1) \rho_3/n_2 + \xi_3/n_2 = +0,33574 = \xi_4$;

$\xi'_4 = (1 - n_2) \rho_4 + n_2 \xi_4 = 1,00000 = \varphi'$.

Mai departe, se calculează invariantii paraxiali obiectivi și diferența proximităților:

$Q_1 = +1,6438$; $Q_2 = -6,4414$; $Q_3 = -6,3423$; $Q_4 = -1,7502$.

$\Delta(\xi/n)_1 = +0,36847$; $\Delta(\xi/n)_2 = +0,37443$; $\Delta(\xi/n)_3 = -2,53459$;

$\Delta(\xi/n)_4 = +0,79169$.

Cu acestea, se calculează sumele lui Seidel:

$$\Sigma I = \sum_1^4 Q_i^2 \Delta(\xi/n)_i = -0,01359;$$

$$\Sigma II = \sum_1^4 Q_i \Delta(\xi/n)_i = -0,00056.$$

Așadar, sumele fiind foarte mici, aberațiile de sfericitate și de coma sînt practic corectate.

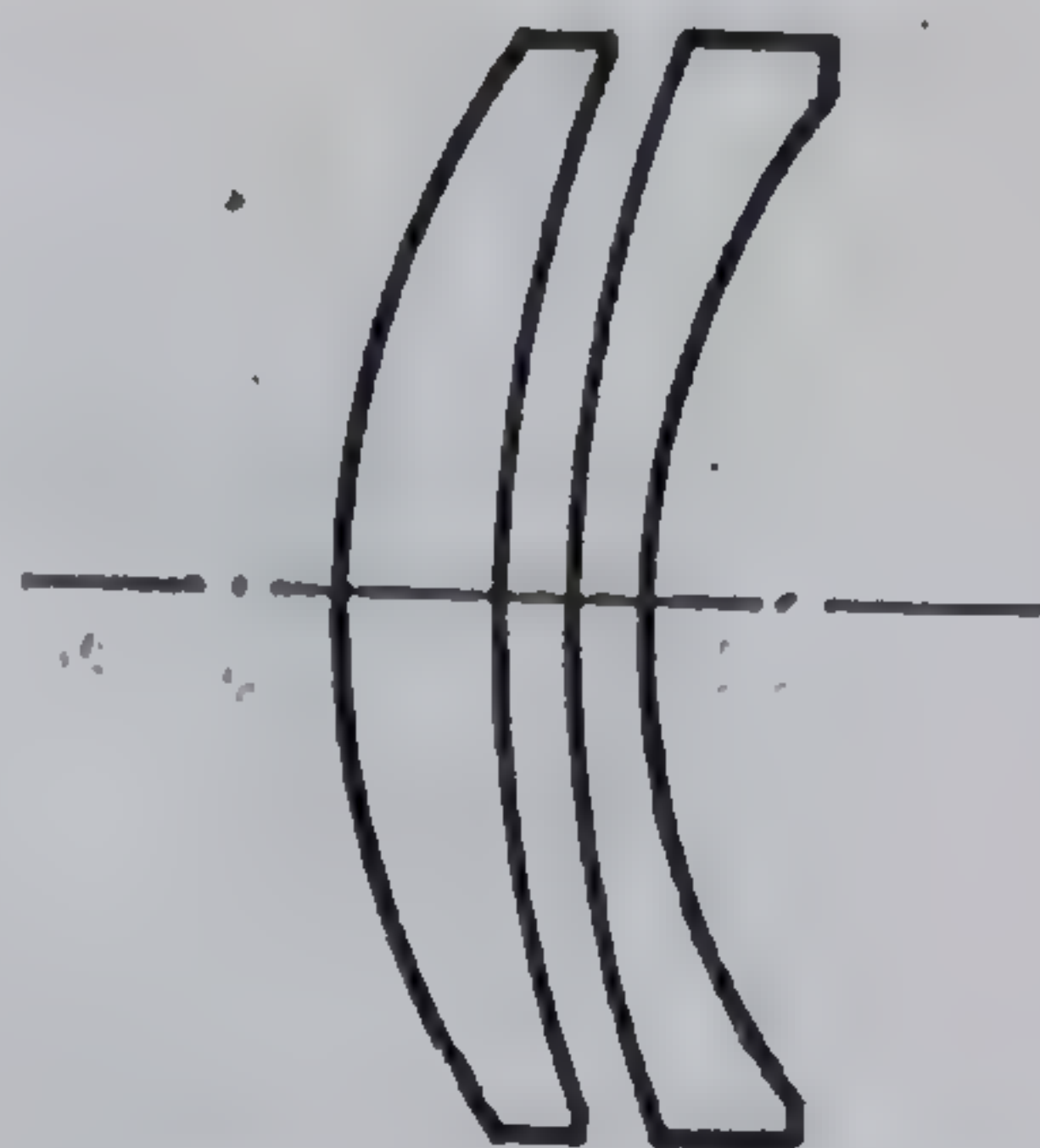


Fig. 3.1.5 Simpletul Gauss.

3.1.9. Simpletul Gauss

Simpletul Gauss este un sistem de tip P_{pn} (fig. 3.15), alcătuit din două meniscuri și deci toate razele sînt pozitive. Cele două lentile pot fi lipite sau nelipite. Acest sistem tip stă la baza obiectivelor moderne pentru aparatele de fotografiat.

Calculul simpletului Gauss se efectuează conform indicațiilor din § 3.1.8.

Dacă $s/f' > 4$, calculul se efectuează ca pentru $s = -\infty$. Pentru $-4f' \leq s \leq -2f'$, se folosesc două simplete Fraunhofer inversate, calculate pentru $s = -\infty$.

3.1.10. Simplete alcătuite din trei lentile

$$s = -\infty; d = 0.$$

$$\varphi' = \varphi'_1 + \varphi'_2 + \varphi'_3 \text{ (se recomandă calculul în focală unitară);} \quad (3.54)$$

$$-\delta f'/f'^2 = \varphi'_1/\nu_1 + \varphi'_2/\nu_2 + \varphi'_3/\nu_3 = 0 \text{ (acromazia);} \quad (3.55)$$

$$ds' = L = -\frac{1}{2} f'^2 H^2 (Q_1^* + Q_2^* + Q_3^*) = 0 \text{ (aberația sferică);} \quad (3.56)$$

$$L - C = \frac{1}{2} f'^2 H^2 (P_1 + P_2 + P_3) = 0 \text{ (aberația de coma);} \quad (3.57)$$

$$\gamma_1 - \varphi'_1/2(n_1 - 1) = \gamma_2 + \varphi'_2/2(n_2 - 1) = \rho_2; \text{ (condiția de lipire);} \quad (3.58)$$

$$\gamma_2 - \varphi'_2/2(n_2 - 1) = \gamma_3 + \varphi'_3/2(n_3 - 1) = \rho_3; \text{ (condiția de lipire);} \quad (3.59)$$

$$\sum_1^3 (\delta n' - \delta n) \rho = 0; \quad \sum_1^3 (n' - n) d\rho = 0.$$

Se recomandă ca $n_1 = n_3$ și deci $\nu_1 = \nu_3$.

3.1.11. Monturi pentru simplete

Lentilele se fixează (ajustaj alunecător) în monturi prin următoarele procedee: prin sertizare (fig. 3.16, a, b, c, d; tabelele 3.5 și 3.6), cu inele file-

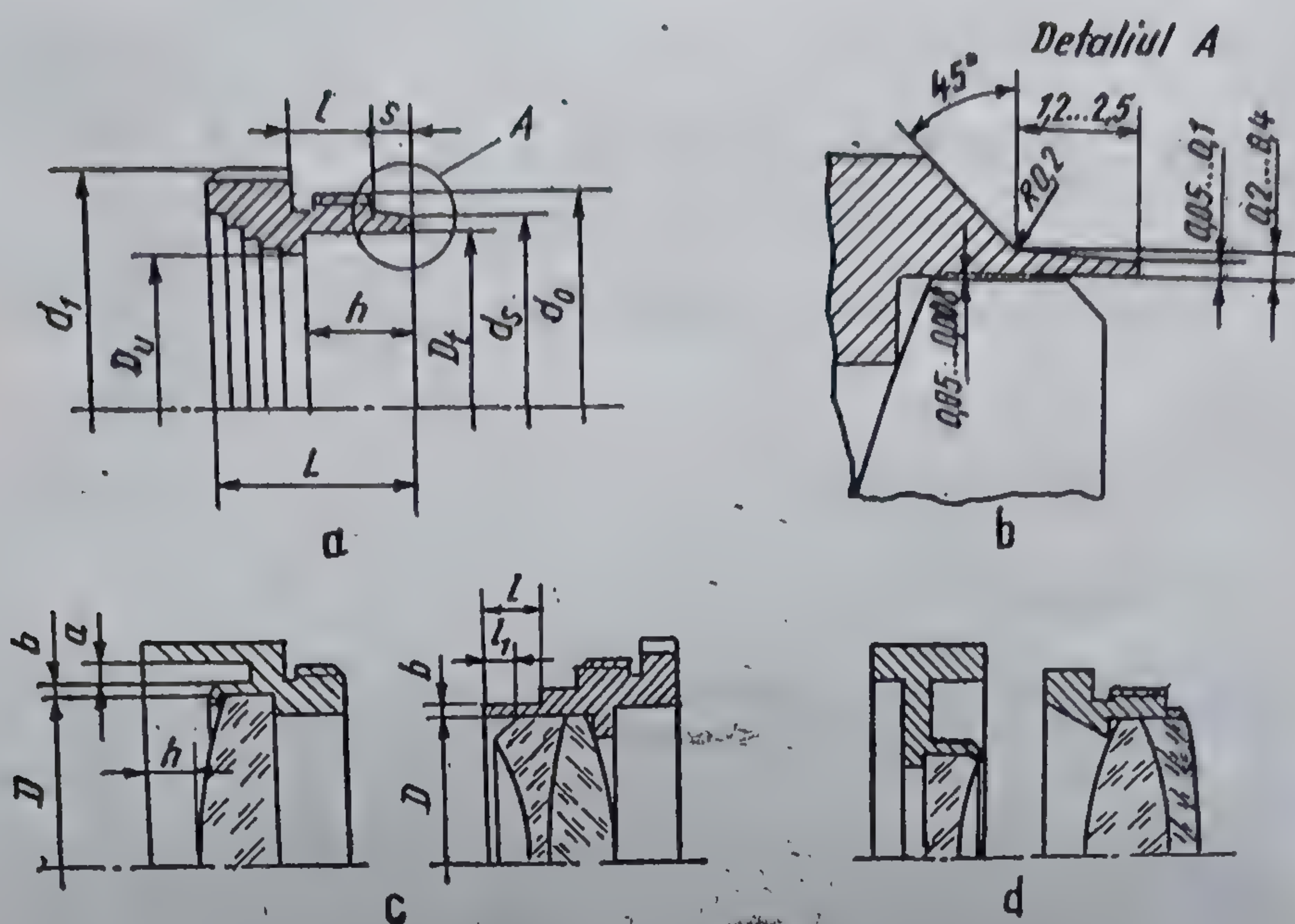


Fig. 3.16. Monturi pentru fixarea lentilelor prin sertizare.

Tabelul 3.5. Dimensiunile monturilor pentru fixarea lentilelor prin sertizare (fig. 3.16) în mm

$$\begin{aligned} \text{Diametrul total } D_t &= D_u + \Delta D \\ d_s &= D_t + (0,5 \dots 0,8) \\ d_0 &= d_s + (8,0 \dots 10,0) \\ p &= (0,25 \dots 1,5) \\ l &= (6 \dots 10) p \\ S &= 1,5 f \\ d_1 &= D_t + (16 \dots 20) \end{aligned}$$

Adausul ΔD și fațeta f se aleg din tabelul 10.1 (v. bibliografie C.C.A.O.).
Pasul filetului se alege din STAS 7826/1-1975

Tabelul 3.6. Dimensiunile monturilor pentru fixarea lentilelor prin sertizare (fig. 3.16, c) în mm

D	$b_{-0,05}^{+0}$	l	l_1	h	a
< 6	0,2	1,2	0,1	1	
6—10	0,2	1,5	0,3	1,5	
11—18	0,2	1,8	0,4	2	0,5
19—30	0,3	2	0,5	2,5	
> 30	0,3—0,4	2,5	0,7	3,5	

tate exterior (fig. 3.17, a; tabelul 3.7), cu inele filetate interior (fig. 3.17, b, tabelul 3.7; cu inele elastice (tabelul 3.8, tabelul 3.9; fig. 3.18, a, b, c, d), prin lipire (fig. 3.19, a) și cu elemente elastice (fig. 3.19, b, . . . , f).

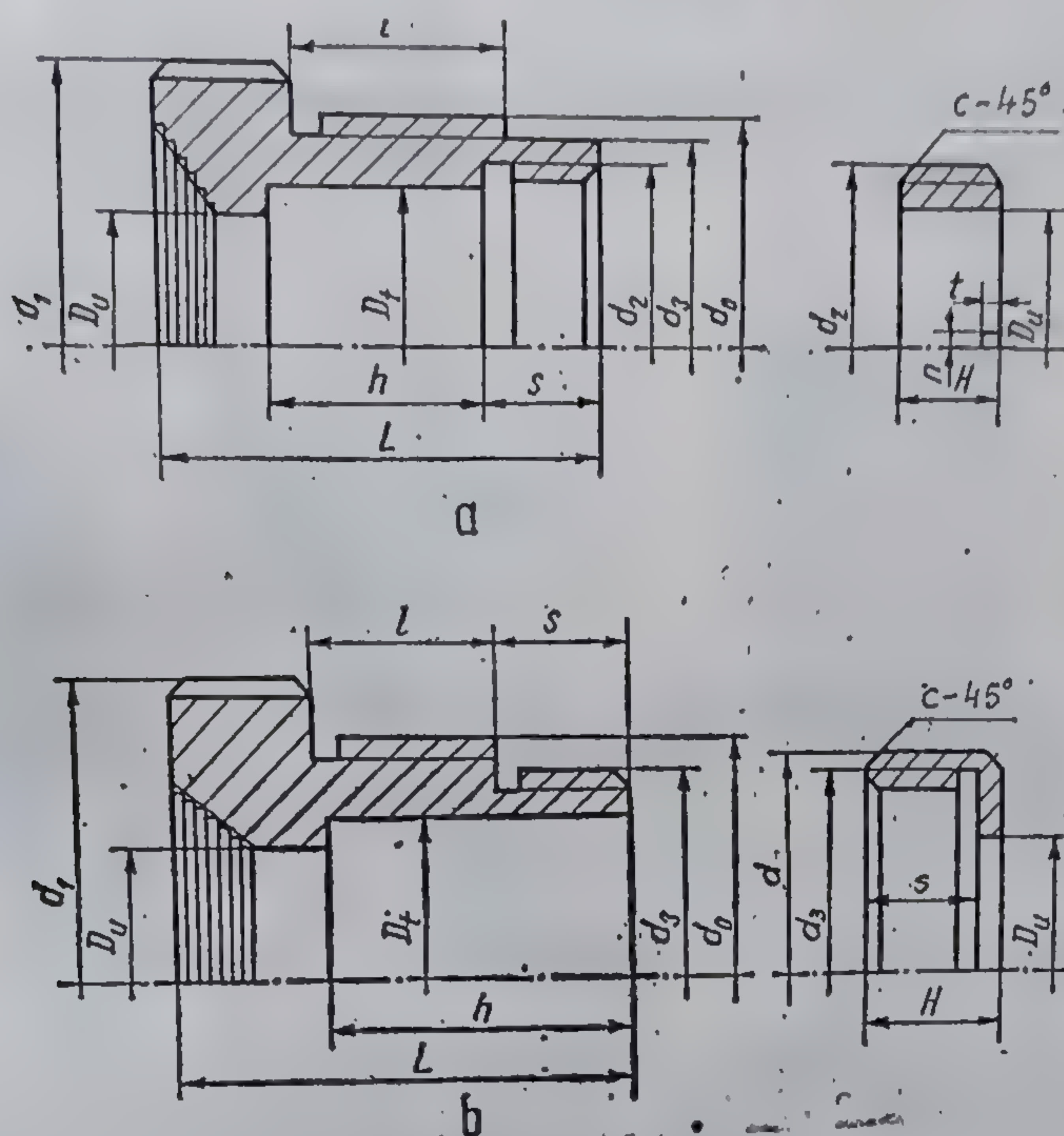


Fig. 3.17. Monturi pentru fixarea lentilelor cu inele filetate exterior a și interior b.

Tabelul 3.7. Dimensiunile monturilor pentru fixarea lentilelor cu inele filetate în mm

Inele filetate exterior (Fig. 3.17, a)	Inele filetate interior (Fig. 3.17, b)
$d_0 = D_t + 8$	$d_0 = D_t + 8$
$d_1 = D_t + 10$	$d_3 = D_t + 4p$
$d_2 = D_t + 2p = D_u + (2 \dots 4)$	$l = (6 \dots 16)p$
$d_3 = D_t + 6p = d_2 + (1,5 \dots 3)$	$s = (6 \dots 10)p$
$l = (6 \dots 16)p$	$d_1 = D_t + 10$
$s = (6 \dots 10)p$	$d_2 = D_t + 2p$
$H = s + (1 \dots 2)$	$H = s + (1 \dots 2)$
	$d = d_0 - (1 \dots 2)$

Tabclul 3.8. Inele elastice tip I (fig. 3.18)

D	D_1	a	b	D	D_1	a	b
L_4	A_4	C_5	C_5	L_4	A_4	C_5	C_5
17	15	2	5	27	25	2	6
18	16	2	5	28	26	2	6
20	18	2	5	29	27	2	6
22	20	2	5	30	28	2	6
23	21	2	6	32	30	2	6
24	22	2	6	33	31	2	7
25	23	2	6	34	42	2,5	7
26	24	2	6				

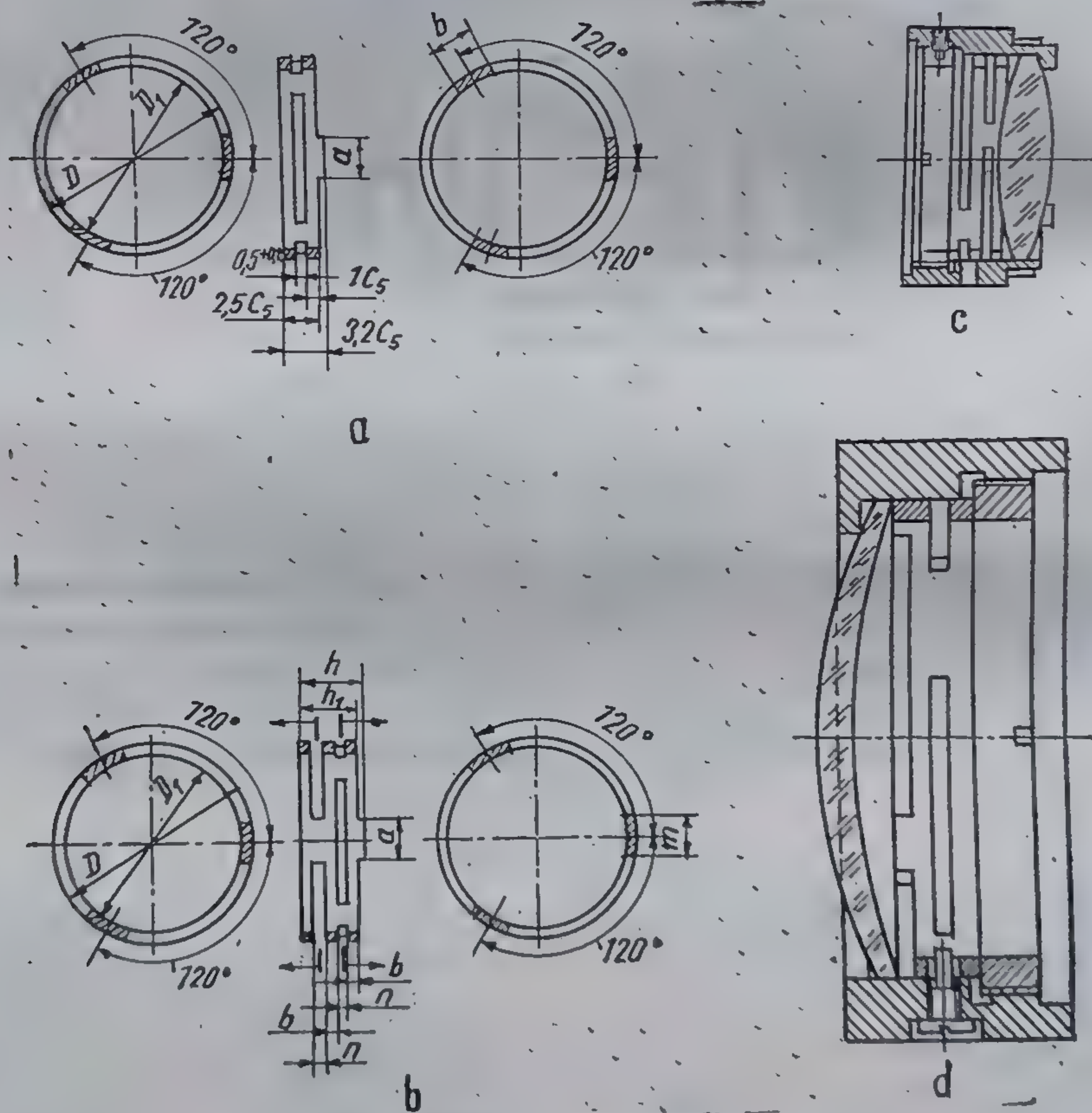


Fig. 3.18. Inele elastice intermediare:
a — tip I; b — tip II; c, d — exemple de utilizare.

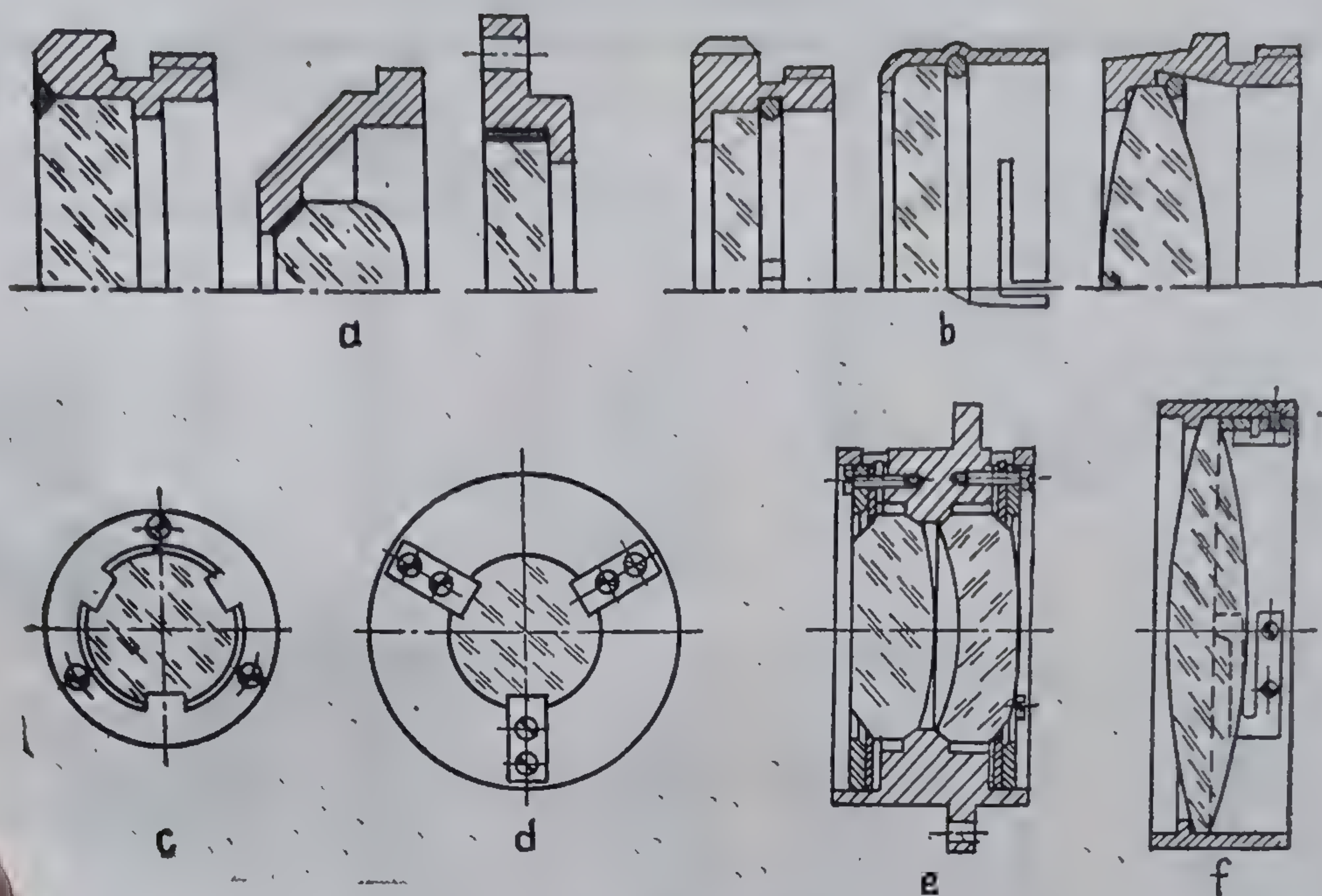


Fig. 3.19. Fixarea lentilelor:

a — prin lipire; *b* — cu inele elastice; *c, d, e, f* — cu lamele elastice.

Recomandări: lentilele cu diametrul $D_t < 6$ mm se fixează numai prin sertizare și prin lipire; iar cele cu $D_t > 80$ mm numai cu inele filetate.

Suprafețele interioare se vopsesc în negru-mat sau se brunează. Toate monturile pentru lentile se execută în sistemul alezaj unitar alunecător.

3.2. Calculul și construcția dubletelor

3.2.1. Cazul general

Cu notațiile din fig. 3.20 se poate scrie:

$$f' = -f'_1 f'_2 / \Delta = f'_1 f'_2 / (e - f'_1 - f'_2);$$

$$a'_{2F'} = -f'_1 f'_2 (1 - e/f'_1) / \Delta = f' (1 - e/f'_1);$$

$$df' = \frac{f'^2}{f_1'^2} \left(1 - \frac{e}{f_2'^2}\right) df'_1 + \frac{f'^2}{f_2'^2} \left(1 - \frac{e}{f_1'^2}\right) df'_2 + \frac{f'^2}{f_1' f_2'} de; \quad (3.60)$$

$$ds'_{F'} = \left(\frac{s'_{F'}}{f'_1 - e}\right)^2 (df'_1 - de) + \left(\frac{s'_{F'}}{f'_2}\right)^2 df'_2; \quad (3.61, a)$$

$$= \frac{f'^2}{f_1'^2} (df'_1 - de) + \frac{(f'_1 - e)^2}{(f'_1 + f'_2 - e)^2} \cdot df'_2. \quad (3.61, b)$$

Tablul 3.9. Inele elastice tip II (fig. 3.18)

D	D_1	h	h_1	b	n	a	m
L_1	A_1	C_8	C_8	C_8	$+0,1$	C_8	C_8
30	28	4,8	4,2	1	0,6	2	6
32	30	4,8	4,2	1	0,6	2	6
33	31	4,8	4,2	1	0,6	2,5	7
34	32	4,8	4,2	1	0,6	2,5	7
35	33	4,8	4,2	1	0,6	2,5	7
36	34	4,8	4,2	1	0,6	2,5	7
37	35	4,8	4,2	1	0,6	2,5	8
38	36	4,8	4,2	1	0,6	2,5	8
39	37	4,8	4,2	1	0,6	2,5	9
40	38	4,8	4,2	1	0,6	2,5	9
42	40	4,8	4,2	1	0,6	2,5	10
43	41	4,8	4,2	1	0,6	2,5	10
44	42	4,8	4,2	1	0,6	2,5	10
45	43	4,8	4,2	1	0,6	2,5	11
46	44	4,8	4,2	1	0,6	2,5	11
48	46	4,8	4,2	1	0,6	2,5	12
50	48	4,8	4,2	1	0,6	2,5	12
52	50	5,5	4,8	1	0,8	3,5	14
54	52	5,5	4,8	1	0,8	3,5	14
58	56	5,5	4,8	1	0,8	3,5	14
60	58	5,5	4,8	1	0,8	3,5	14
62	60	5,5	4,8	1	0,8	3,5	16
64	62	5,5	4,8	1	0,8	3,5	18
68	66	5,5	4,8	1	0,8	3,5	18
70	68	5,5	4,8	1	0,8	3,5	18
72	70	5,5	4,8	1	0,8	3,5	20
74	72	5,5	4,8	1	0,8	3,5	20
78	76	5,5	4,8	1	0,8	3,5	20
80	78	5,5	4,8	1	0,8	3,5	20
85	82	7,5	6,5	1,5	1	4	20
88	85	7,5	6,5	1,5	1	4	20
95	92	7,5	6,5	1,5	1	4	20
98	95	7,5	6,5	1,5	1	4	20
100	96	7,5	6,5	1,5	1	4	30
105	100	7,5	6,5	1,4	1	4	30
110	105	7,5	6,5	1,5	1	5	30
115	110	7,5	6,5	1,5	1	5	30
120	115	7,5	6,5	1,5	1	5	30
125	120	9	8	2	1	5	30
130	125	9	8	2	1	5	35
135	130	9	8	2	1	5	35
140	135	9	8	2	1	5	35
145	140	9	8	2	1	5	35
150	145	9	8	2	1	5	35
155	150	9	8	2	1	6	35
160	155	9	8	2	1	6	40
165	160	9	8	2	1	6	40
170	165	9	8	2	1	6	40
175	170	9	8	2	1	6	40
180	175	9	8	2	1	8	40
185	180	9,5	8,5	2	1,2	8	40
190	185	9,5	8,5	2	1,2	8	40
195	190	9,5	8,5	2	1,2	8	40
200	195	9,5	8,5	2	1,2	8	40

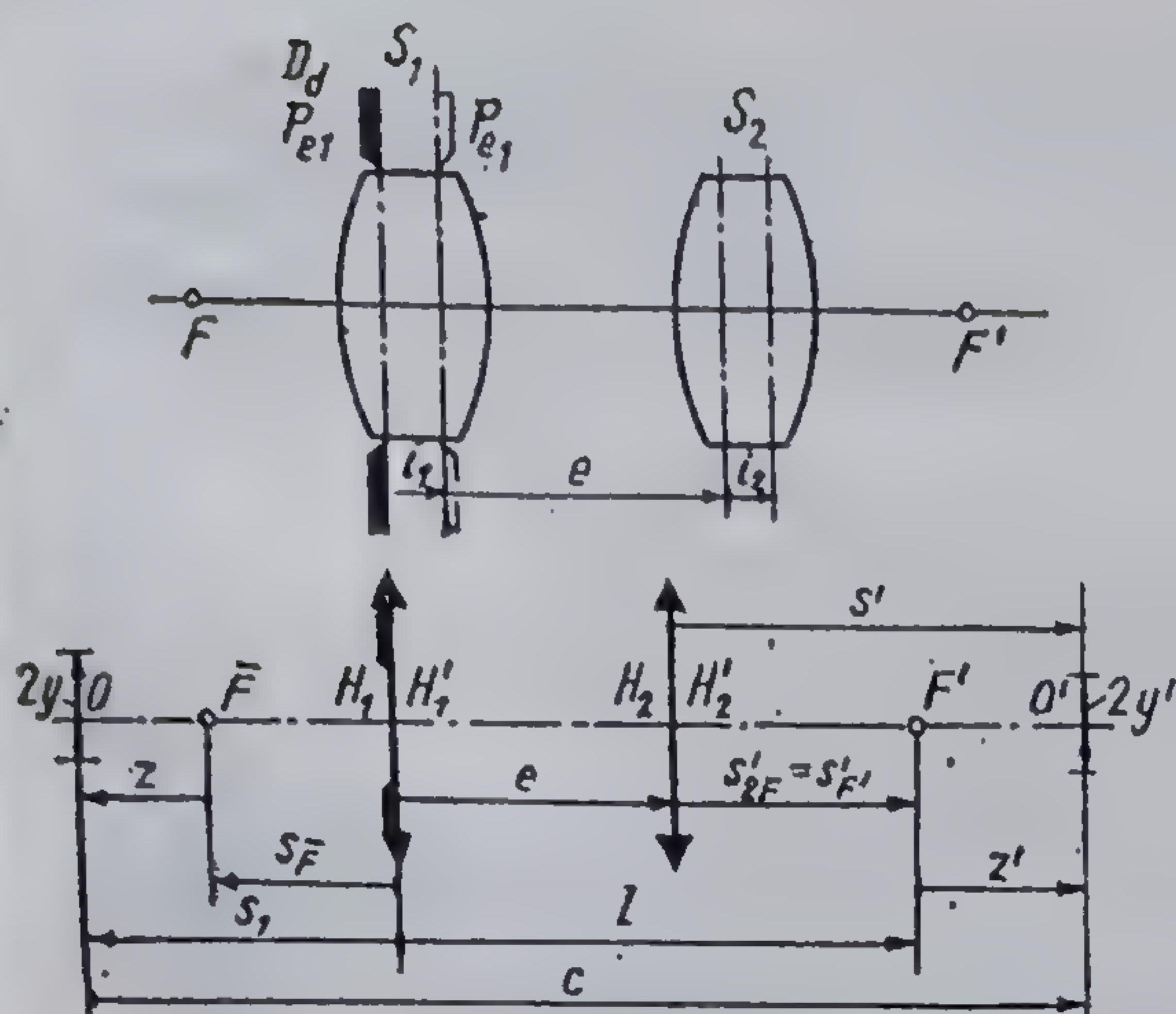


Fig. 3.20. Dubletul (P)-(P).

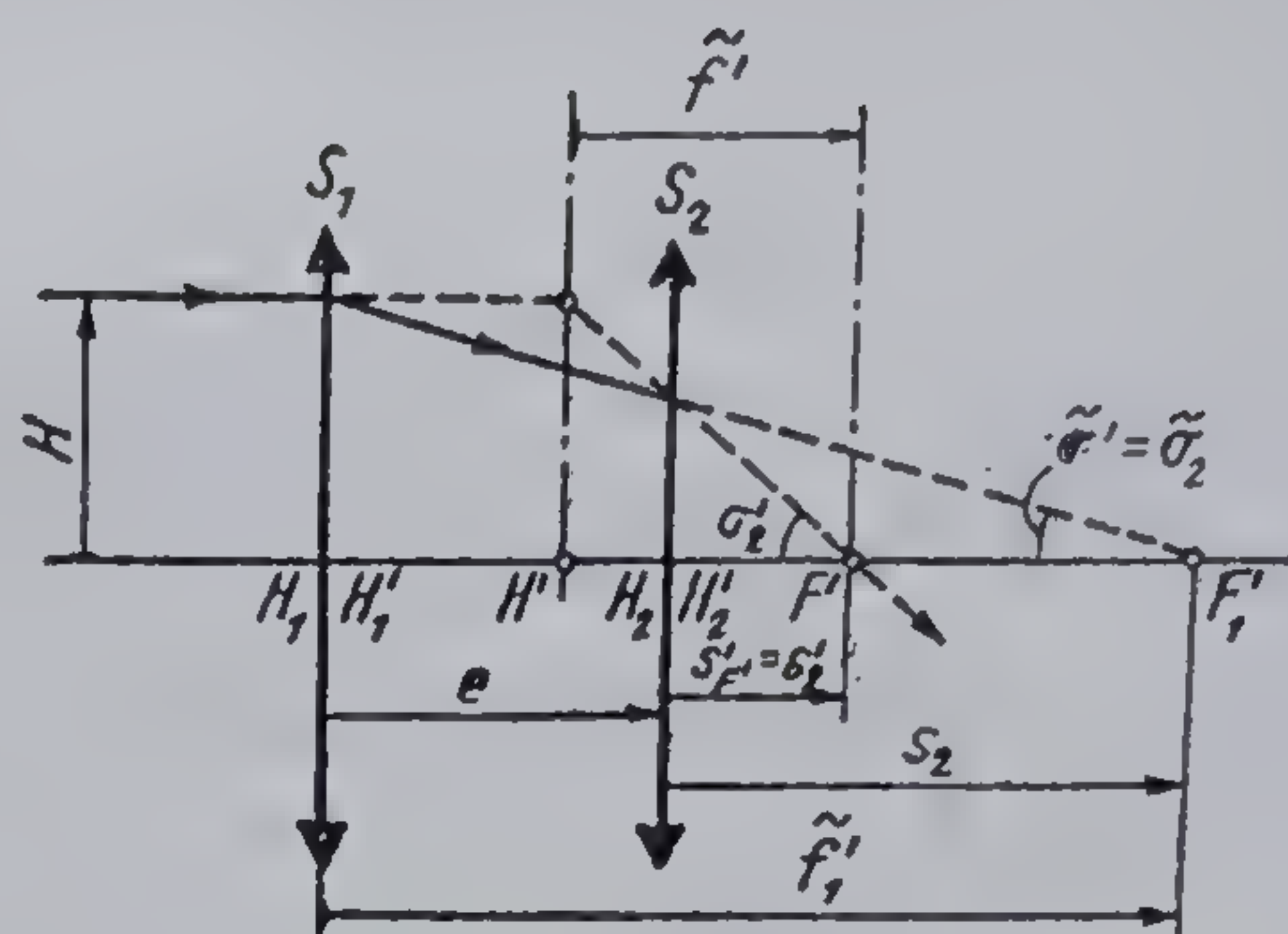


Fig. 3.21. Acțiunea simpletului S_1 al dubletului (P)-(P).

Pentru $s_1 = -\infty$ (fig. 3.21) și lentile cu grosimi nule, executate din același material, rezultă:

$$df'_1 = -f'_1/v; \quad df'_2 = -f'_2/v; \quad de = 0;$$

$$df' = \frac{f'^2}{v} \left[\frac{1}{f'_1} \left(1 - \frac{e}{f'_1} \right) + \frac{1}{f'_2} \left(1 - \frac{e}{f'_2} \right) \right].$$

sau

$$df' = \frac{f'^2}{v} \cdot \frac{(f'_1 + f'_2 - 2e)}{f'_1 f'_2}. \quad (3.62)$$

Aberația cromatică este nulă atunci când variația distanței focale este nulă, adică pentru

$$f'_1 + f'_2 - 2e = 0. \quad (3.63)$$

„Condiția de acromazie” (3.63) se folosește la calculul ocularilor compuse Huygens și Ramsden (v. § 6.3).

Dacă diafragma este situată în planul principal al simpletului S_1 se poate scrie:

$$h_{12} = 1; \quad k_{12} = 0; \quad h_{34} = (f'_{12} - e)/f'_{12} = h;$$

$$h_{34} = -e = p_1/n = p_1.$$

Aberațiile de sfericitate și de coma sînt corectate dacă se anulează expresiile lor:

$$L = -\frac{1}{2} f'^2 H^2 \left[h^4 \sum_1^2 (A\gamma^2 - 2B\gamma + C) + h^4 \sum_3^4 (A\gamma^2 - 2B\gamma + C) \right] = 0. \quad (3.64)$$

$$C = L \frac{f'}{s' - p'} + \frac{f' H'}{2} \left[\sum_1^2 (E - D\gamma) + h^3 k \sum_3^4 (A\gamma^2 - 2B\gamma + C) + h^2 \sum_1^4 (E - D\gamma) \right] = 0. \quad (3.65)$$

$$f' = \beta'_2 f'_1 \text{ pentru raza marginală și} \quad (3.66)$$

$$f' = \beta'_2 f'_1 \text{ pentru raza paraxială.} \quad (3.67)$$

$$\beta'_2 = s'_2/s_2 = f'_2(f'_1 + f'_2 - e) = s'_2/(f'_1 - e). \quad (3.68)$$

$$dL = \beta'^2_2 dL_1; \quad dC = \frac{f'_1}{f'_1 - e} \beta'_2(\beta'_2 - 1) dL_1 + \beta'_2 dC_1. \quad (3.69)$$

3.2.2. Telesisteme directe

Un telesistem direct este un dublet de tip (P) — (N) (fig. 3.22), cu focarele $f'_1 > 0$ și $f'_2 < 0$, caracterizat prin distanța focală f' mai mare decât abscisa focarului s'_F .

Caracteristici: $\varphi' = \varphi'_1 + \varphi'_2 - e\varphi'_1\varphi'_2 = \varphi'_1 + \varphi'_2(1 - e\varphi'_1) = h_1\varphi'_1 + h_2\varphi'_2$; $f' = f'_1 f'_2 / (f'_1 + f'_2 - e)$; $\Delta = e - (f'_1 + f'_2) > 0$;

$$h_1 = H_1/H_0 = 1; \quad h_2 = H_2/H_0; \quad e = (1 - h_2)/\varphi'_1 > 0; \quad (3.70)$$

$$a'_{2F'} = s'_{2F'} = (f'_1 - e) f'_2 / (f'_1 + f'_2 - e) = f'(f'_1 - e)/f'_1;$$

$$a'_{2F'} > 0; \quad f'_1 > e; \quad f'_2 < 0; \quad B = e + a'_{2F'}; \quad T_F = B/f';$$

$$f'_1 = ef'/(f' - s'_{2F'}); \quad f'_2 = es'_{2F'}/(e + s'_{2F'} - f'); \quad (3.71)$$

$$f'_1 = ef'/(f' + e - B); \quad f'_2 = e(B - e)/(B - f'). \quad (3.72)$$

Aplicații: obiective fotografice, obiective de aparate afocale, lunete de teodolit și de nivelmetre.

$$\varphi'_1/v_1 + \varphi'_2(f'_1 - e)^2/v_2 f'^2_1 = 0 \quad (\text{condiția de acronazie}), \quad (3.73)$$

Parametrii independenți sînt φ'_1 și $h_2 = 1 - e\varphi'_1$. Se impun: $f' = 1$, P_i/f' și $\text{tg } \sigma_{p1}$ și $\varphi'_1 < 2$. Dacă se impune $L < 0,8 f'$ rezultă domeniul de existență al dubletului. Pentru deschideri relative P_i/f' mari, diafragma D_d se montează aproape de sistemul S_1 . Curbura de câmp se corectează bine dacă

$$\frac{\text{Suma puterilor pozitive}}{\text{Suma puterilor negative}} = 1,2 \dots 0,833.$$

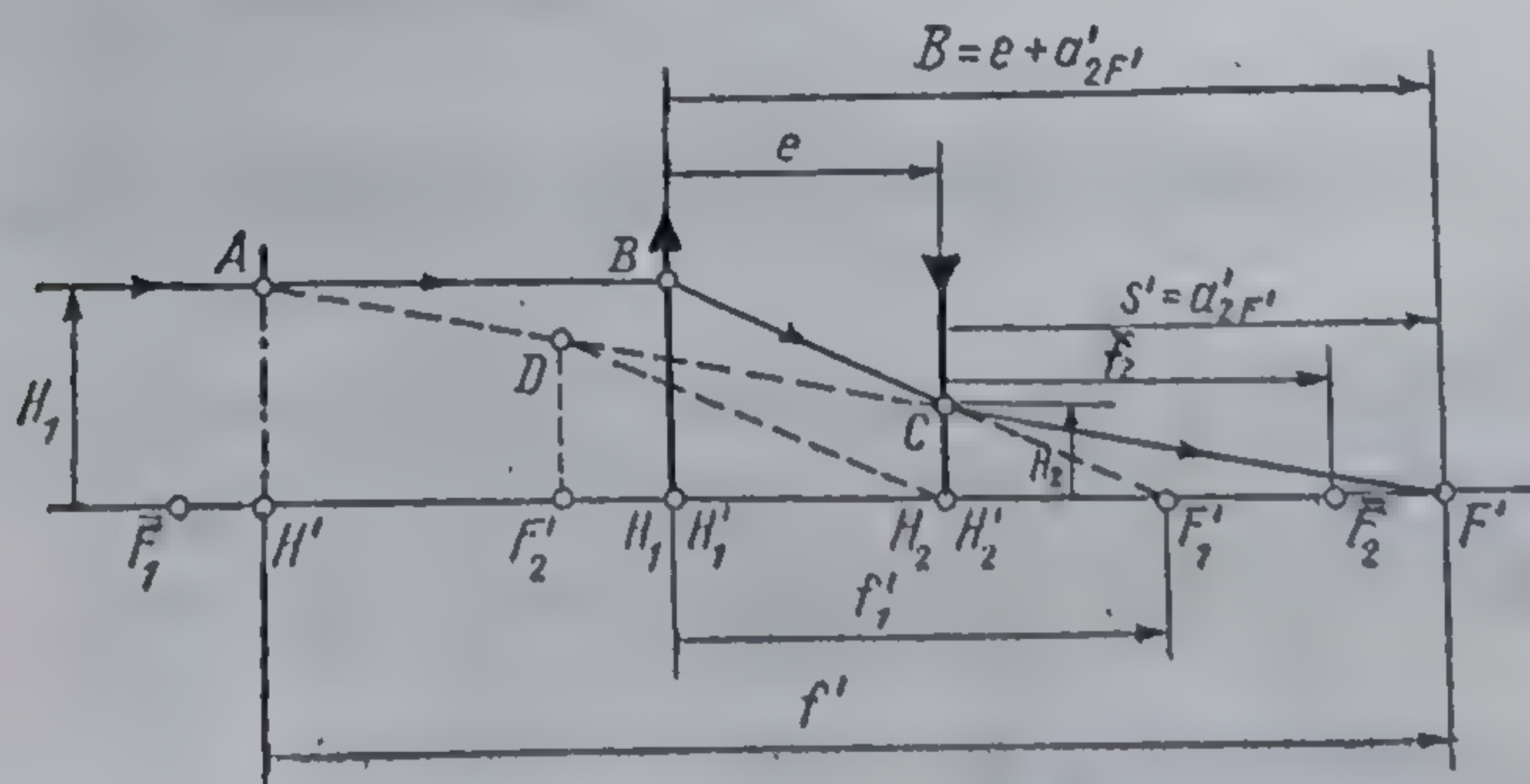


Fig. 3.22. Telesistemul direct (P) — (N).

Exemplu numeric: $f'_1 = 120 \text{ mm}$; $f'_2 = -30 \text{ mm}$; $e = 92 \text{ mm}$; $f'_{0b} = 1800 \text{ mm}$. Sistemul convergent este alcătuit din 4 lentile lipite: cel divergent din două lentile lipite.

3.2.3. Telesisteme inversate

Un dublet de tip $(N)-(P)$ reprezintă un telesistem inversat (fig. 3.23) pentru $s = -\infty$. Se obține abscisa imagine mai mare decît focala. Se utilizează în construcția obiectivelor fotografice cu câmp unghiular mare și a obiectivelor de microscop cu abscisă obiect mare (în acest caz $s_1 = s_F$ și $s' = +\infty$).

Pentru calculele se consideră $s = -\infty$ și pupila de intrare situată în vârful primului dioptru.

3.2.4. Telesisteme cu abscise variabile

Pentru ca imaginea unui obiect situat la diferite distanțe s_1 ($-\infty \leq s_1 \leq \infty$) să se formeze totdeauna în același plan, pe un reticul, se poate proceda în două moduri: a) se deplasează axial obiectivul față de reticul și b) se deplasează axial o componentă a obiectivului. Prima soluție este costisitoare, incomodă și nu asigură centrarea sistemelor. A doua metodă asigură un aparat scurt și o precizie ridicată. Pentru aceasta, obiectivul lunetei (teodolitului, nivelmetrului ș.a.) se execută în formă de telesistem direct; sistemul convergent S_1 este fix, iar cel divergent S_2 este deplasabil axial.

Cu notațiile din fig. 3.24 pot fi scrise relațiile de la § 3.2.2. și următoarele:

$$s = -\infty; \Delta = -f'_2 - f'_1 + e;$$

$$z_\infty = f_1'^2 / (f_2'^2 - \Delta - x). \quad (3.74)$$

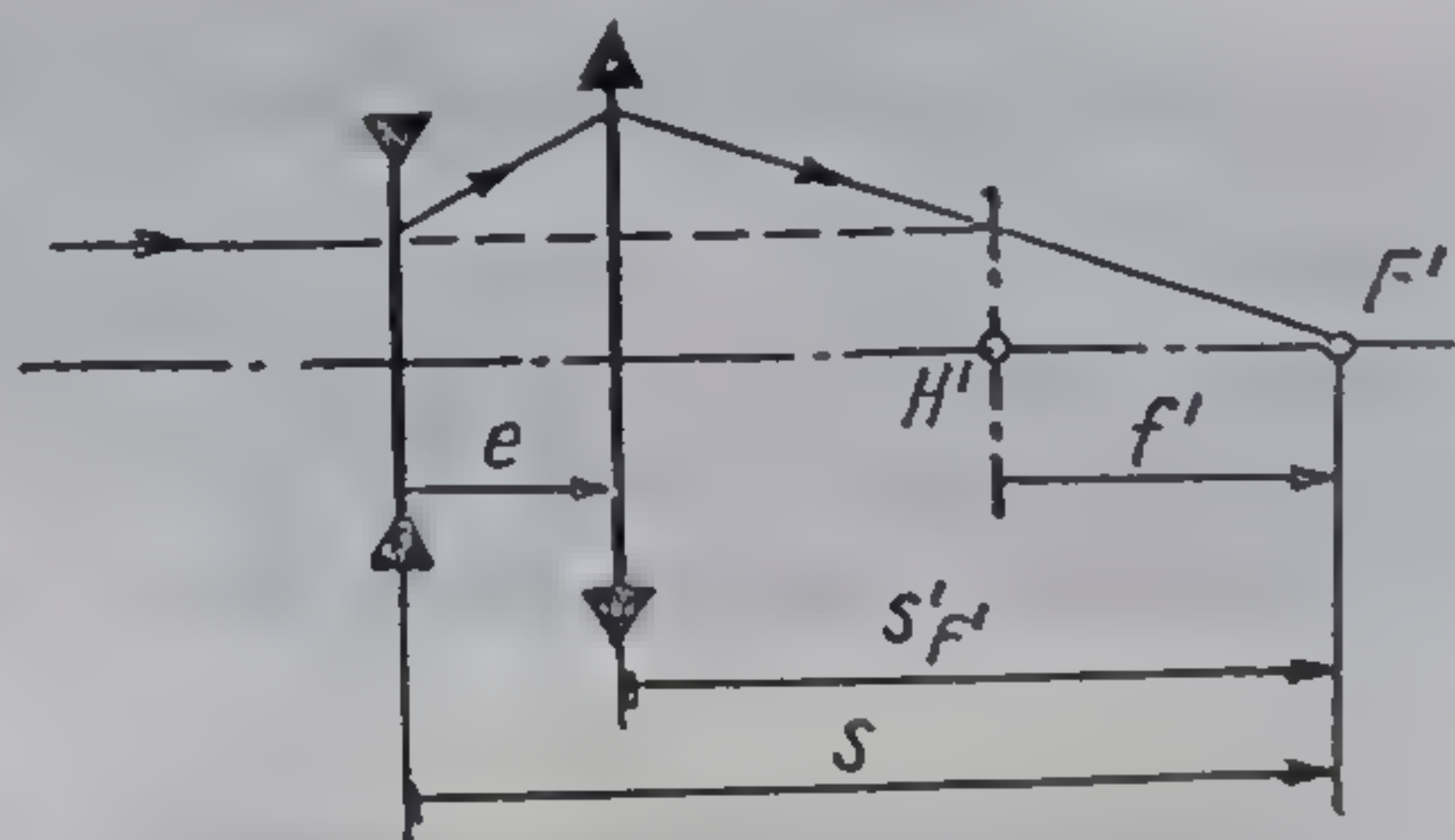


Fig. 3.23. Telesistemul inversat (N) — (P).

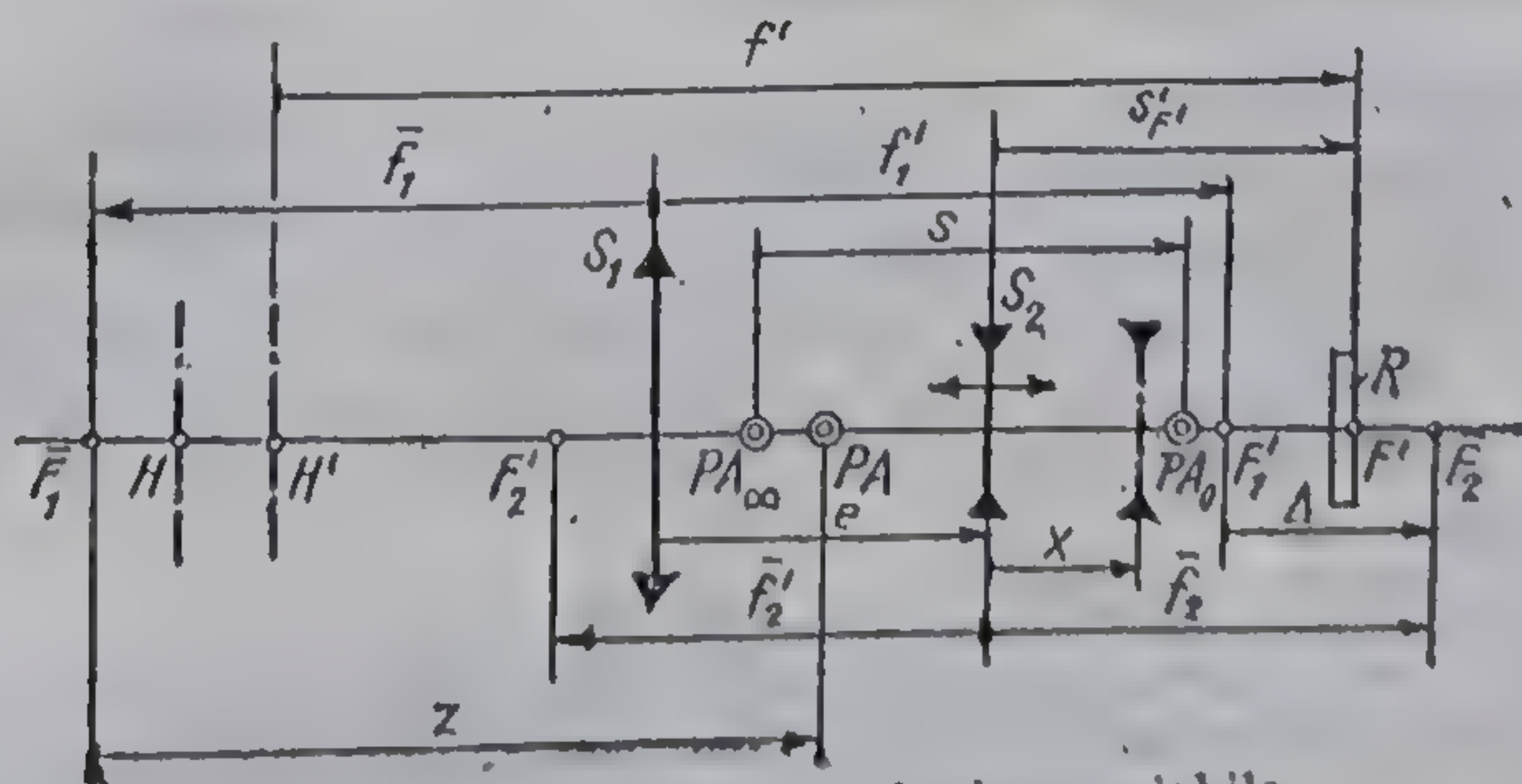


Fig. 3.24. Dubletul cu abscise variabile.

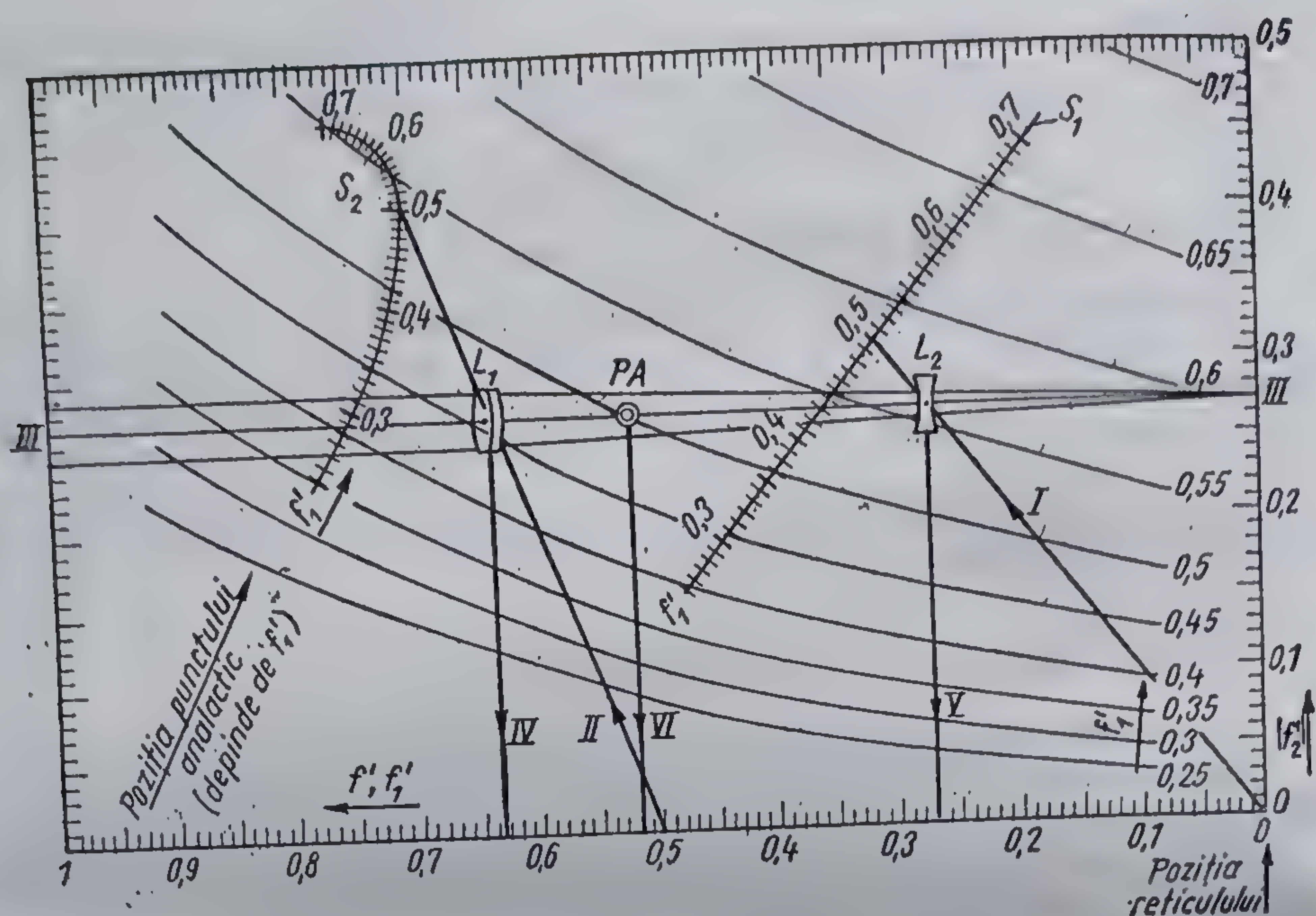


Fig. 3.25. Nomogramă pentru determinarea elementelor constructive ale lunetei analactice în focală unitară.

La deplasarea sistemului S_2 spre dreapta cu mărimea x , se deplasează spre dreapta și punctul analactic cu mărimea

$$s = f_1'^2 / [f_2'^2 (1/f_1' - f_1') - x] - f_1'^2 / f_2' (1/f_1' - f_1'). \quad (3.75)$$

Se recomandă efectuarea calculului în focală unitară ($f' = 1$). În acest caz $f_1' < 0,7$ și $f_2' < 0,5$.

Determinarea caracteristicilor telesistemelor cu abscise variabile, folosite în construcția obiectivelor lunetelor de teodolit și de nivelmetru se face ușor cu ajutorul nomogramei din fig. 3.25. Ordinea în care se unesc punctele de coordonate impuse este indicată cu cifre romane (I, ... VI).

3.2.5. Dublete cu focală variabilă

Pentru a mări imaginea unui obiect, fără ca distanța $C = \overline{OO'}$ și claritatea imaginii să se modifice se folosește un sistem optic cu focală variabilă (sistem pancratic, zoom sau vario).

Poziția planului imagine se menține fixă dacă componentele sistemului se deplasează simultan după aceeași lege (compensarea optică) sau după legi diferite (compensarea mecanică). Elementele care se deplasează se numesc variatoare.

Se recomandă variatoare divergente, pentru a se realiza sisteme scurte.

Pentru că, de regulă, compensatorul este afocal, trebuie ca în fața acestuia să se monteze un sistem convergent prin a cărui deplasare axială se realizează punerea la punct pe obiectul situat la diferite distanțe.

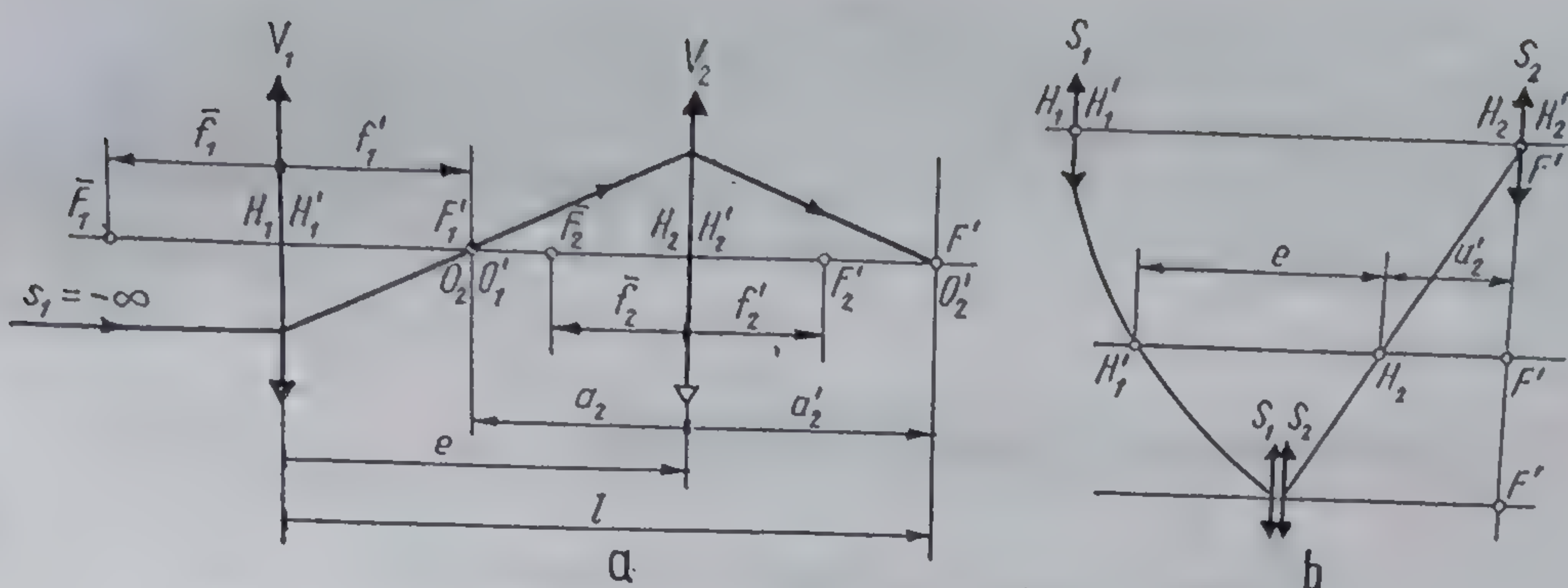


Fig. 3.26. Obiectiv pancratic (zoom, vario) cu două variatoare V_1 și V_2 :
a — schema de calcul; b — compensarea mecanică.

Un compensator cu două variatoare de tip simplet V_1 și V_2 este reprezentat în fig. 3.26, a. Pentru ca imaginea să se formeze mereu în planul focal imagine, cele două variatoare se deplasează simultan pe traiectorii diferite (fig. 3.26, b) conform relației (3.76)

$$\frac{1}{f_2'} = \frac{1}{a_2'} - \frac{1}{f_1' + a_2' - l} \quad (3.76)$$

O corecție bună se obține pentru rapoarte f_1'/f' și f_2'/f' mari. Pentru simetrie se recomandă grosimentul cuprins între $1/\Gamma$ și $\Gamma/1$ și traiectorii cu puncte de întoarcere (fig. 3.27, a, b).

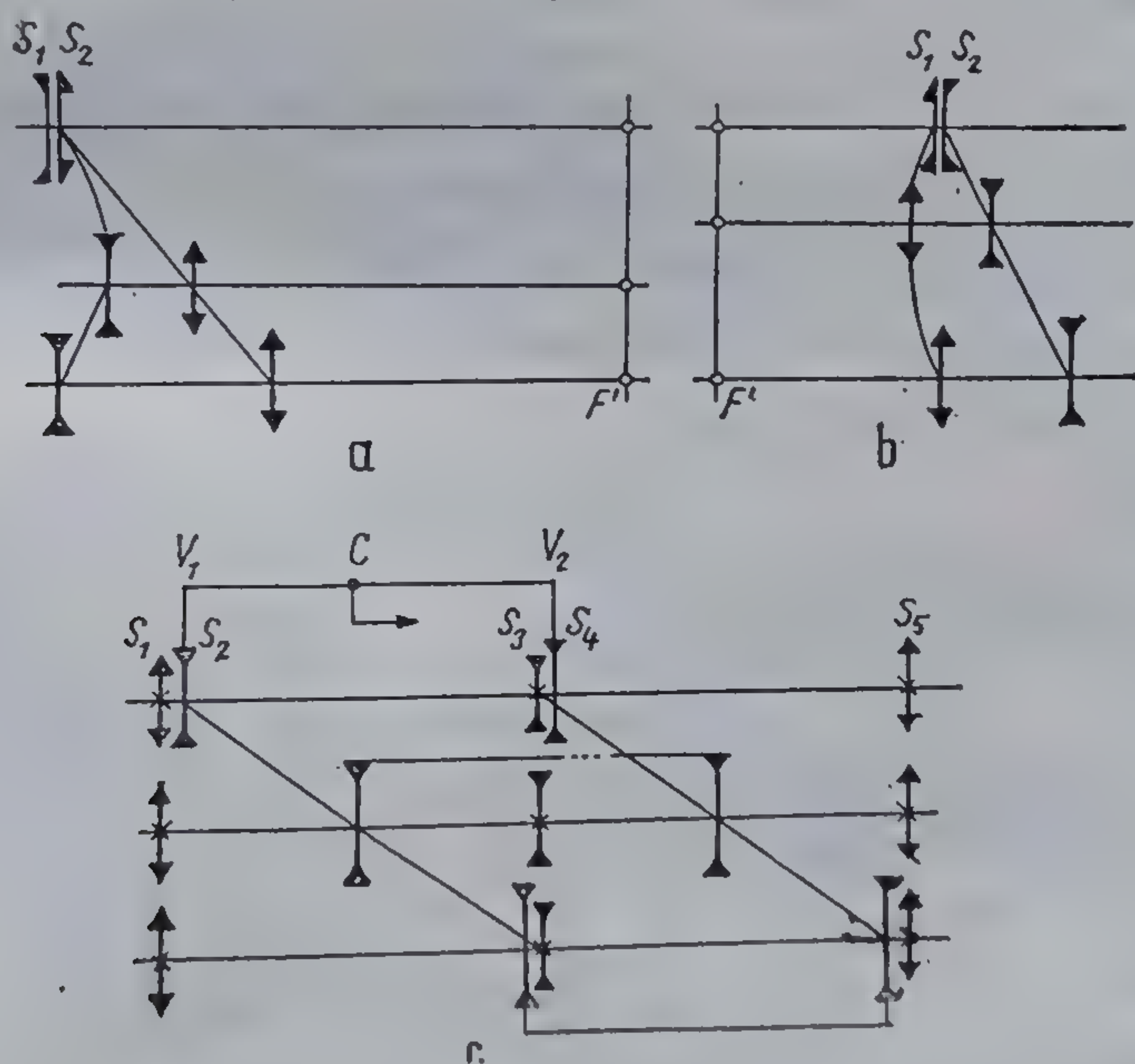


Fig. 3.27. Obiective pancratice:
a — cu compensare mecanică și simetrie în reprezentarea aberațiilor; b — cu plan focal virtual; c — cu compensare optică.

Sisteme compacte se obțin dacă variatoarele formează telesisteme directe (v. fig. 3.22), sau sînt simplete divergente (fig. 3.27, c) dar, în acest caz, este necesar un al treilea sistem în aval și ansamblul se complică. Sistemul din fig. 3.27, c realizează compensarea optică prin deplasarea simultană a variatoarelor V_1 și V_2 după aceeași lege.

3.3. Calculul și construcția tripletelor

3.3.1. Tripletul (P) — (N) — (P), fig. 3.28, a

$$\varphi' = h_1\varphi'_1 + h_2\varphi'_2 + h_3\varphi'_3; \text{ puterea; } \quad (3.77)$$

$$h_1^2 \frac{\varphi_1}{v_1} + h_2^2 \frac{\varphi_2}{v_2} + h_3^2 \frac{\varphi_3}{v_3} = 0; \text{ acromazia; } \quad (3.78)$$

$$h_1k_1 \frac{\varphi'_1}{v_1} + h_2k_2 \frac{\varphi'_2}{v_2} + h_3k_3 \frac{\varphi'_3}{v_3} = 0; \text{ acromazia pentru raza pupilară principală; } \quad (3.79)$$

$$\Sigma h^4 Q^* = 0; \text{ stigmatismul axial (aberațiile de sfericitate nule);}$$

$$\Sigma (h^3 k Q^* - h^2 P) = 0; \text{ condiția sinusurilor (coma nulă); } \quad (3.80)$$

$$\frac{\varphi'_1}{n_1} + \frac{\varphi'_2}{n_2} + \frac{\varphi'_3}{n_3} = -\mathcal{P} = 0; \text{ condiția lui Petzval (curbura de câmp nulă); } \quad (3.81)$$

$$e_1\varphi'_1 - e'_2\varphi'_2 - \kappa = 0; \text{ condiția lui Berek pentru distorsiune nulă; } \quad (3.82)$$

$$e'_1 + e'_2 = L; \text{ lungimea obiectivului; } \quad (3.83)$$

$$s = -\infty; \quad h_1 = 1; \quad h_2 = 1 - e'_1\varphi'_1; \quad (3.84)$$

$$h_3 = h_2(1 - e'_2\varphi'_2) - e'_2\varphi'_1. \quad (3.85)$$

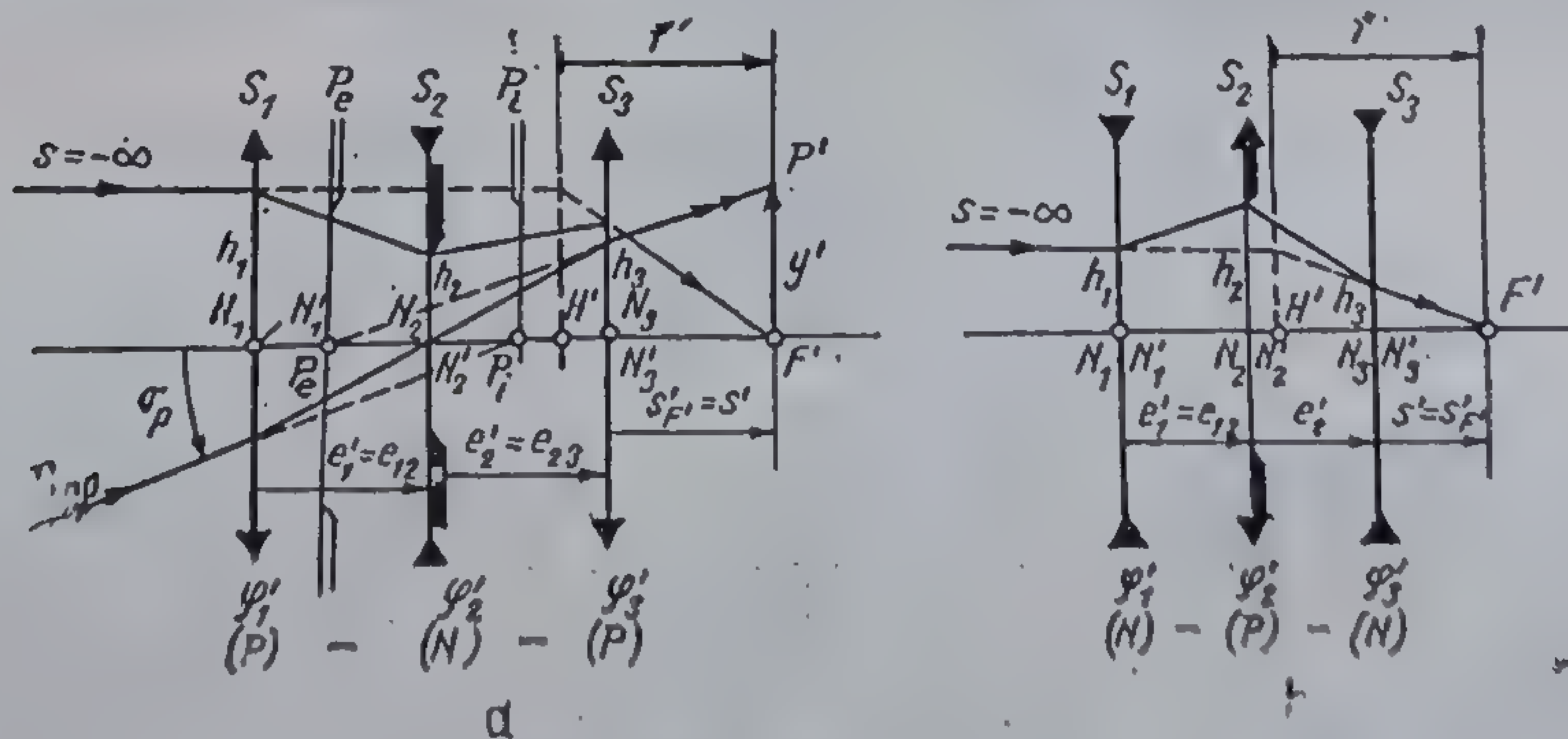


Fig. 3.28. Tripletul:
a — Teylor; b — Glatzel-Schulz.

Dacă diafragma D_a se află în planul principal al simpletului divergent S_2 , se obține: $k_1 = p_1/n_0 = p_1/1 = p_1$. Se recomandă:

$$x = 0 \quad \text{și} \quad k_3 = e_{23}/e_{12} = -\varphi'_1/\varphi'_3; \quad k_2 = 0; \quad (3.86)$$

$$h_3 = v_3/v_1; \quad h_2 = v_2/v_1 \dots 1.$$

Trebuie folosite sticle cu indici de refracție mari, pentru ca lentilele să aibă curburi mici și deci aberații mici.

3.3.2. Tripletul (N) — (P) — (N), fig. 3.28, b

În focala unitară, se poate scrie ecuația de putere

$$\varphi' = \varphi'_1 + \varphi'_2 + \varphi'_3 - e'_1\varphi'_1(\varphi'_2 + \varphi'_3) - e'_2\varphi'_3(\varphi'_1 + \varphi'_2) + e'_1e'_2\varphi'_1\varphi'_2\varphi'_3 = 1. \quad (3.87)$$

Dacă obiectivul este simetric puterea devine

$$(1 - e'_1\varphi'_1)(2\varphi' + \varphi'_2 - e'_1\varphi'_1\varphi'_2) = 1. \quad (3.88)$$

Abscisa focarului imagine este:

$$s'_{F'} = 1 - e'_1\varphi'_1 - e'_2(\varphi'_1 + \varphi'_2) + e_1e_2\varphi'_1\varphi'_2; \quad (3.89)$$

sau $s'_{F'} = 1 - e'_1(2\varphi'_1 + \varphi'_2 - e'_1\varphi'_1\varphi'_2); \quad (\text{pentru sisteme simetrice}); \quad (3.90)$

$$\mathcal{P} = \frac{\varphi'_1}{n_1} + \frac{\varphi'_2}{n_2} + \frac{\varphi'_3}{n_3} = 0; \quad (\text{suma lui Petzval}).$$

3.3.3. Tripletul (P) — (N) — (P) pancratic

În fig. 3.29 este reprezentată acțiunea fiecărei lentile din componența unui triplet de tip Taylor pancratic cu $\beta' = 1:1 \dots 3,2:1$. Se observă că compensatorul este un dublet alcătuit din simpletele variatoare S_1 și S_2 . Acestea fiind legate, compensarea se realizează simplu, pe cale optică.

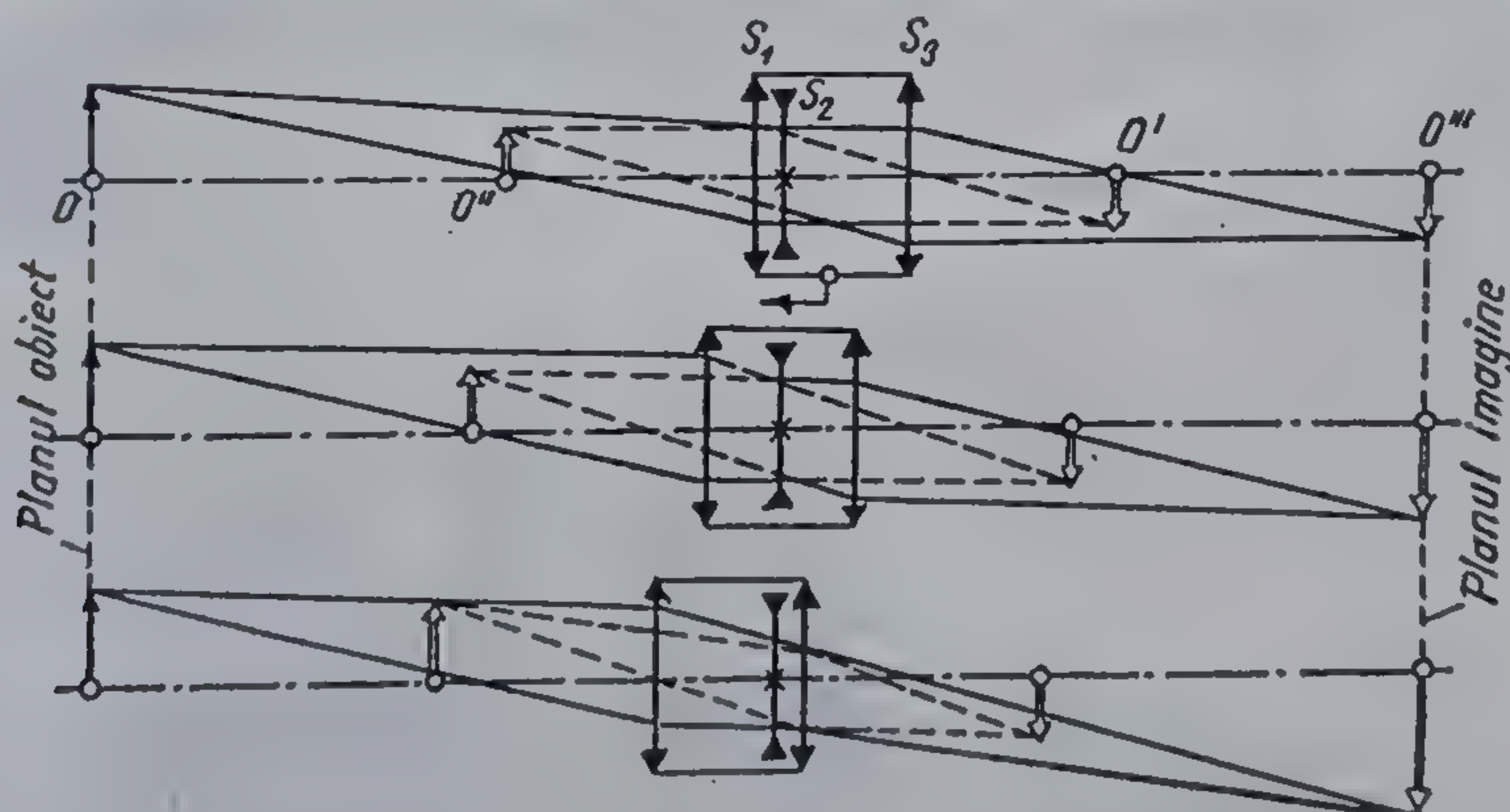


Fig. 3.29. Triplet pancratic cu $\beta' = 1:1 \dots 3,2:1$ (C. Zeiss).

3.3.4. Tripletul (P) — (N) — (P_{np})

$$\varphi'_3 = \varphi'_{31} + \varphi'_{32}; \quad \frac{\varphi'_3}{v_3} = \frac{\varphi'_{31}}{v_{31}} + \frac{\varphi'_{32}}{v_{32}}; \quad \frac{\varphi'_3}{n} = \frac{\varphi'_{31}}{n_{31}} + \frac{\varphi'_{32}}{n_{32}};$$

$$\varphi'_{31} = \varphi'_3(1 - v_{32}/v_3)/(1 - v_{32}/v_{31});$$

$$\varphi'_{32} = -(\varphi'_3 v_{32}/v_{31})(1 - v_{31}/v_3)/(1 - v_{32}/v_{31});$$

$$\frac{1}{n_3} = \frac{1/n_{31} - 1/n_{32}}{v_3(1/v_{31} - 1/v_{32})} + \frac{1/n_{32}v_{31} - 1/n_{31}v_{32}}{1/v_{31} - 1/v_{32}};$$

$$n_3 v_3 > n_1 v_1; \quad v_{32}/v_3 \approx 1; \quad n_3 \text{ trebuie să fie mare};$$

$$\varphi'_{32}/\varphi'_{31} \approx -3; \quad v_{32}/v_3 = 1,1; \quad v_{32}/v_{31} = 0,8.$$

Se pot obține și triplete cu abscise variabile, prin deplasarea fie a simpletului S₂, fie a simpletului S₃.

3.3.5. Calculul și construcția quadrupletelor

Se recomandă sisteme simetrice (fig. 3.30) față de diafragmă. Dintre toate combinațiile se preferă (P)—(N)—(N)—(P) și (N)—(P)—(P)—(N). Cu notațiile din fig. 3.30 pot fi scrise următoarele relații:

$$\varphi' = \varphi'_e + \varphi'_i - e_{ei}\varphi'_e\varphi'_i; \quad e = e_{ii} + 2e_{ei}\varphi'_e/\varphi'_i; \quad \alpha = -\varphi'_e/\varphi'_i;$$

$$e = (2\varphi' - 1)/\varphi'^2; \quad \varphi'_i = -2\varphi'^2/(2\alpha\varphi' - e_{ii}\varphi'^2 - 1);$$

$$\varphi'_e = -\alpha\varphi'_i; \quad e_{ei} = (\varphi' - \varphi'_e - \varphi'_i)/\alpha\varphi_i'^2;$$

$$L = 2e_{ei} + e_{ii} = H_1H_4'. \text{ Pentru } e_{ei} = 0 \text{ rezultă } \varphi' = \varphi'_e + \varphi'_i.$$

Aberațiile de sfericitate, astigmatismul și curbura de câmp se corectează pentru fiecare jumătate. Coma și distorsiunea se compensează datorită simetriei.

Dacă k reprezintă numărul suprafețelor, la sistemele simetrice există următoarele relații:

$$\rho_j = -\rho_{k-j+1}; \quad n_j = n'_{k-j+1}; \quad n'_j = n_{k-j+1}; \quad e'_j = e'_{k-j}.$$

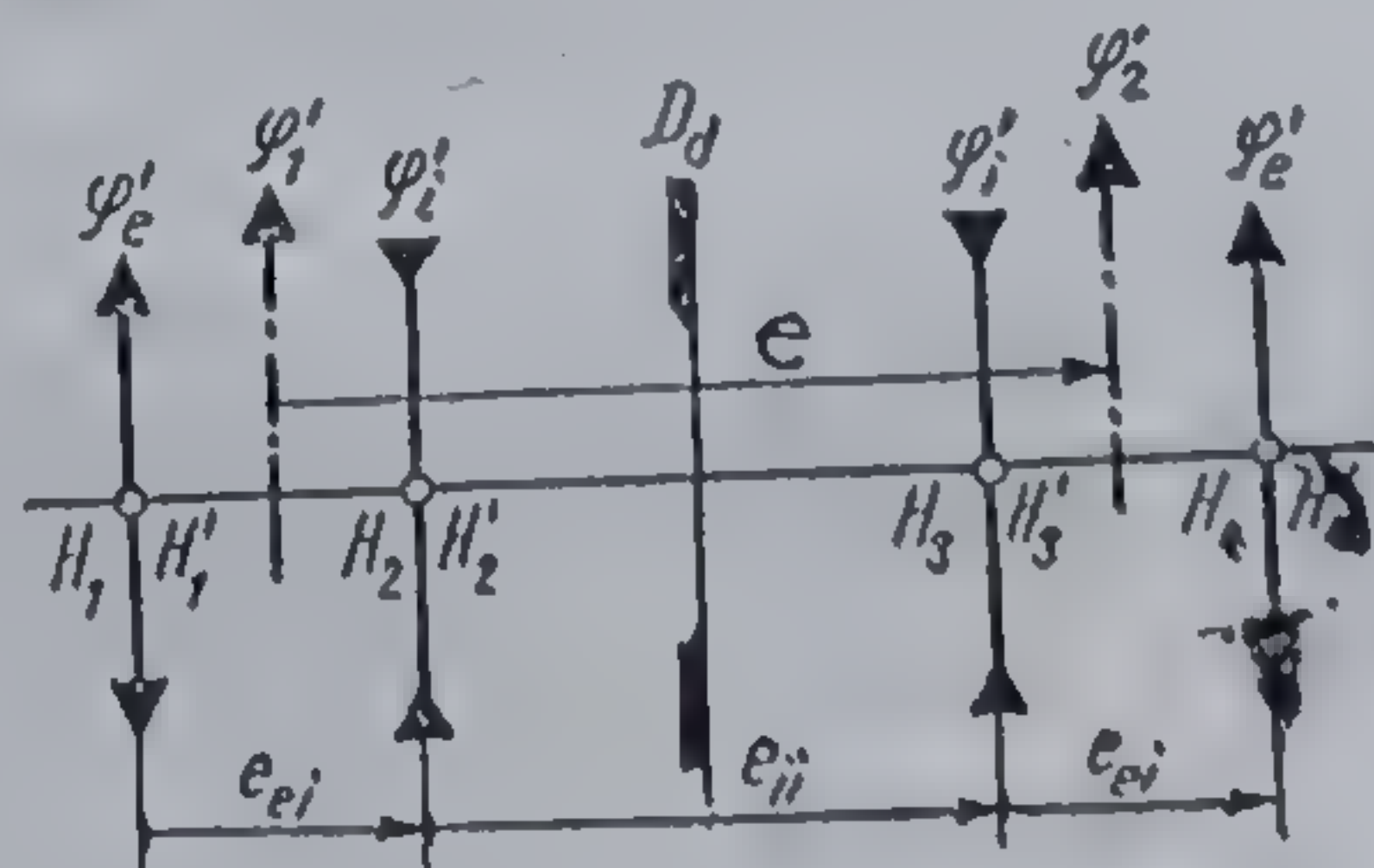


Fig. 3.30. Schema optică a unui quadruplet simetric.

De exemplu, $\rho_5 = -\rho_{6-5+1} = -\rho_2$.

$$\varphi' = \varphi'_1 = \varphi'_2; \quad \varphi' = \varphi'_1 + \varphi'_2 - e\varphi'_1\varphi'_2 = 1;$$

$$1 = 2\varphi' - e\varphi'^2; \quad e = (2\varphi' - 1)/\varphi'^2.$$

Cînd $1 = 2\alpha\varphi' - e\varphi'^2$, puterile își schimbă semnele; sistemul *PNNP* devine *NPPN* cu $\varphi'_e < 0$ și $\varphi'_i > 0$.

Dacă *SQ* are grupurile formate din lentile singulare, suma lui Petzval poate fi anulată cînd este satisfăcută condiția:

$$n_e/n_i \approx \varphi'_e/\varphi'_i \quad \text{ori} \quad n_e = \alpha n_i \quad \text{și} \quad \alpha = 5/6 \dots 6/5.$$

Aberațiile cromatice se corectează pentru

$$v_e = v_i(\varphi'_i - \varphi')^2/\alpha\varphi_i'^2, \quad \text{dacă} \quad \beta' = -1.$$

4.

Sisteme optice nelenticulare

4.1. Oglinzi

4.1.1. Oglinzi plane

Oglinda plană constituie un sistem optic stigmatic acromatic cu focala $f' = \infty$. Modul de formare a imaginii și caracteristicile sînt reprezentate în fig. 4.1. Poziția oglinzii plane este dată de vectorul unitar N , normal pe oglindă. Imaginea este egală cu obiectul și inversată de-a lungul axei optice și stînga-dreapta. Oglinda plană schimbă semnul unghiului de deschidere. Semnele sînt indicate în figură.

Dacă un fascicul de raze monocromatice și paralele este incident normal pe o oglindă plană, razele reflectate se întîlnesc cu cele incidente și interferează în punctele A_1 , dacă diferența de drum optic $\Delta = 2 I_1 S$ este un multiplu întreg par de λ . Planul paralel cu oglinda, care trece prin punctele A_1 , se numește plan ventral. Minimele de interferență apar pentru Δ egal cu un număr impar de λ în planul nodal. Diferența dintre două plane ventrale sau nodale consecutive este $\lambda/2$.

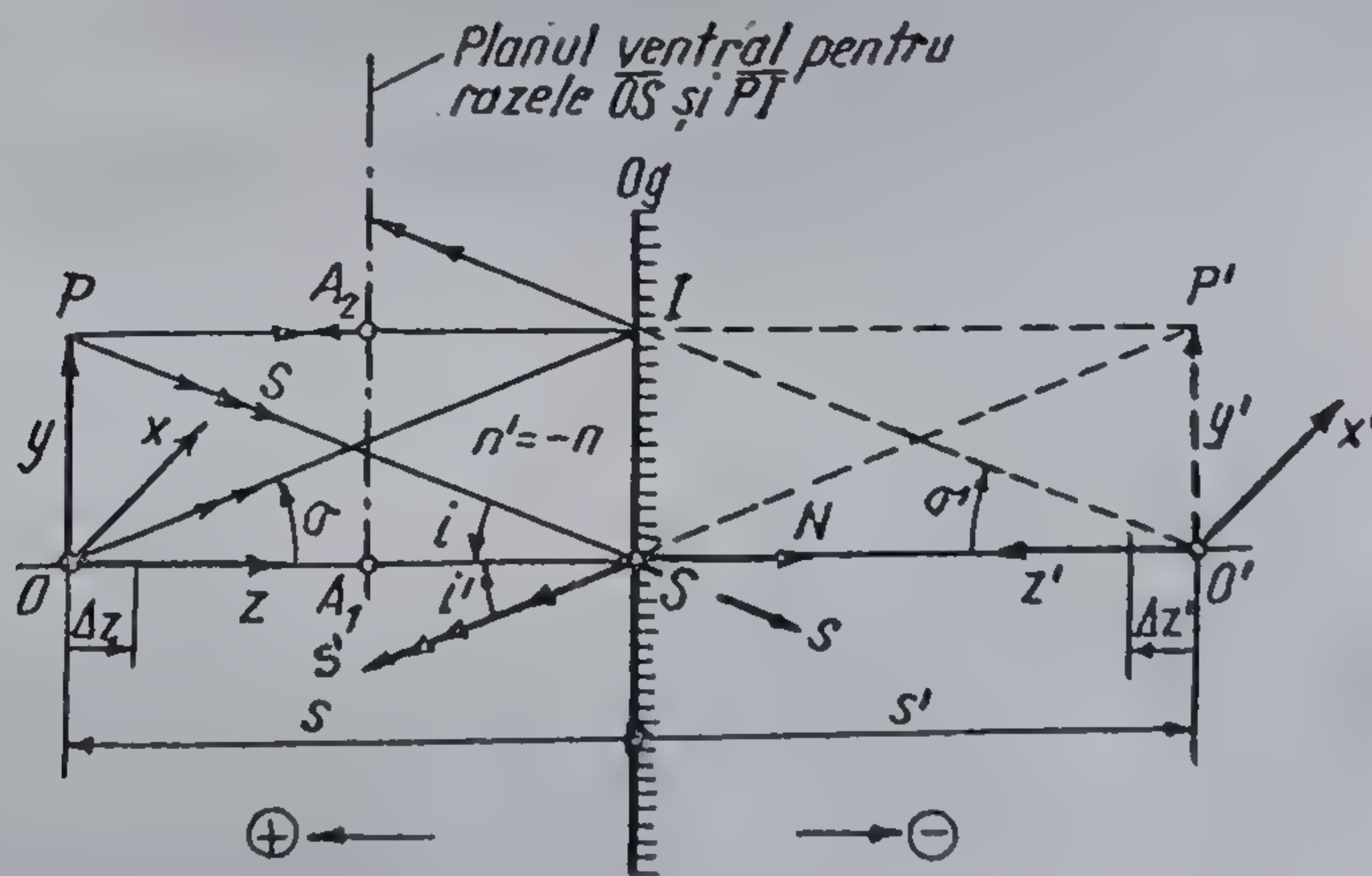


Fig. 4.1. Formarea imaginii în oglinda plană.

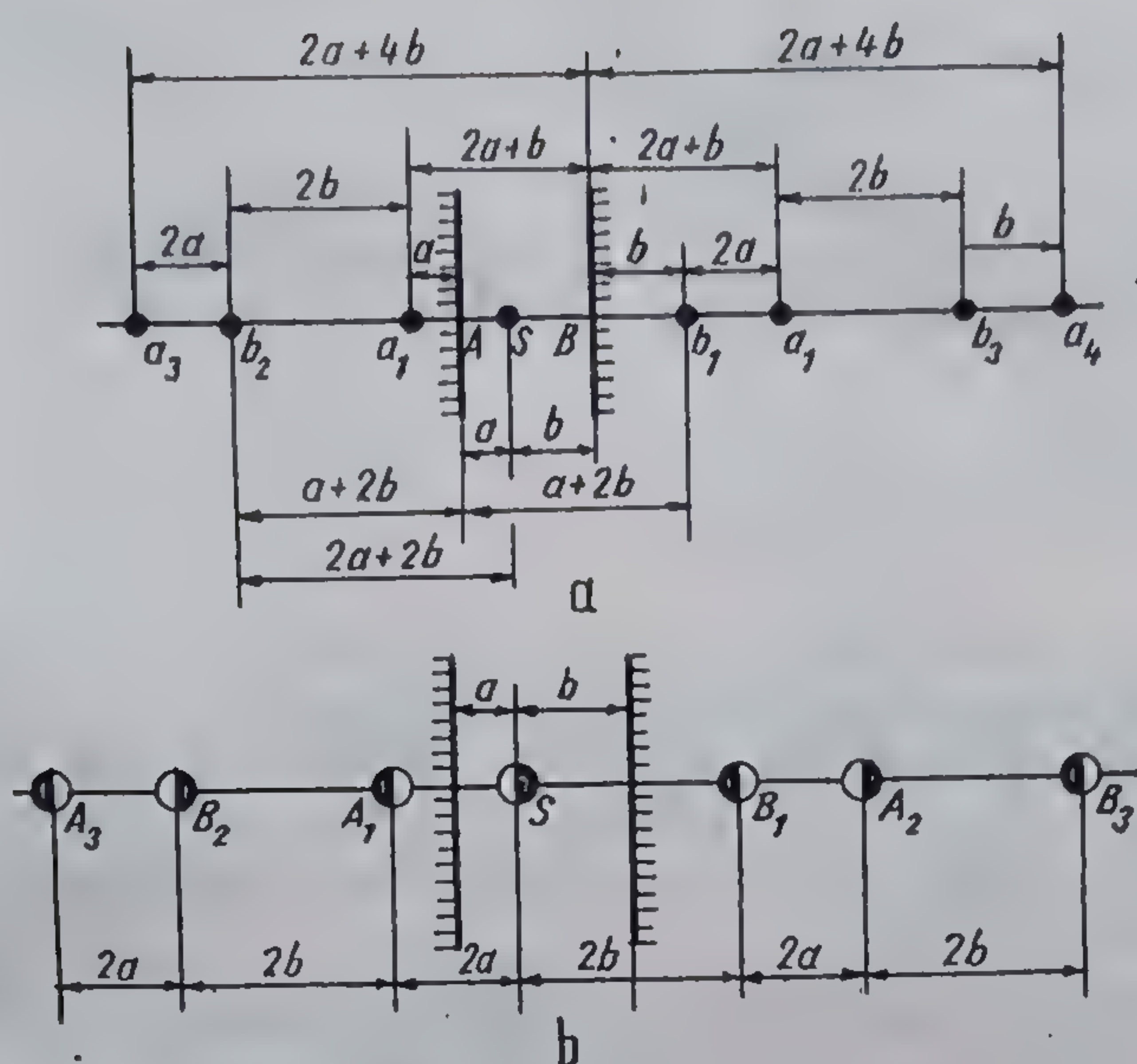


Fig. 4.2. Imagini multiple în două oglinzi plane și paralele.

4.1.2. Două oglinzi plane paralele

Fie o sursă punctiformă S situată între două oglinzi plane și paralele, la distanțele a și b , față de vîrfurile A și respectiv B (fig. 4.2, a). Se observă că se formează o serie de imagini succesive $a_1, a_2, a_3 \dots b_1, b_2, b_3 \dots$ ale punctului S în raport cu punctele A și respectiv B . Imaginile impare sînt date de oglinda A , iar cele pare de oglinda B , după cum urmează:

$$Sa_1 = 2a; Sa_2 = SB + Ba_2 = b + 2a + b = 2a + 2b; Sa_3 = 4a + 2b;$$

$$Sa_4 = 4a + 4b; Sb_1 = 2b; Sb_2 = 2b + 2a; Sb_3 = 4b + 2a;$$

$$Sb_4 = 4b + 4a.$$

Se constată că imaginile impare sînt echidistante de S : $a_1 b_2 = 2b$; $b_2 a_3 = 2a$;

În fig. 4.2, b se observă mai clar distanțele pînă la imagini și rotirea. Numărul imaginilor nu este nelimitat, deoarece apar pierderi de flux luminos prin reflexii repetate.

4.1.3. Două oglinzi plane coplanare și înclinate cu unghiul θ

În fig. 4.3 s-a reprezentat o sursă S situată între două oglinzi plane care formează o pană cu unghiul θ . Sursa se află la distanțele unghiulare α și β față de oglinzile A și respectiv B . Pentru a se determina imaginile sursei S se procedează astfel:

Se execută imaginea a_1 în raport cu oglinda A , luînd simetricul punctului S față de punctul A (v. fig. 4.1). Imaginea a_1 reprezintă punct obiect pentru

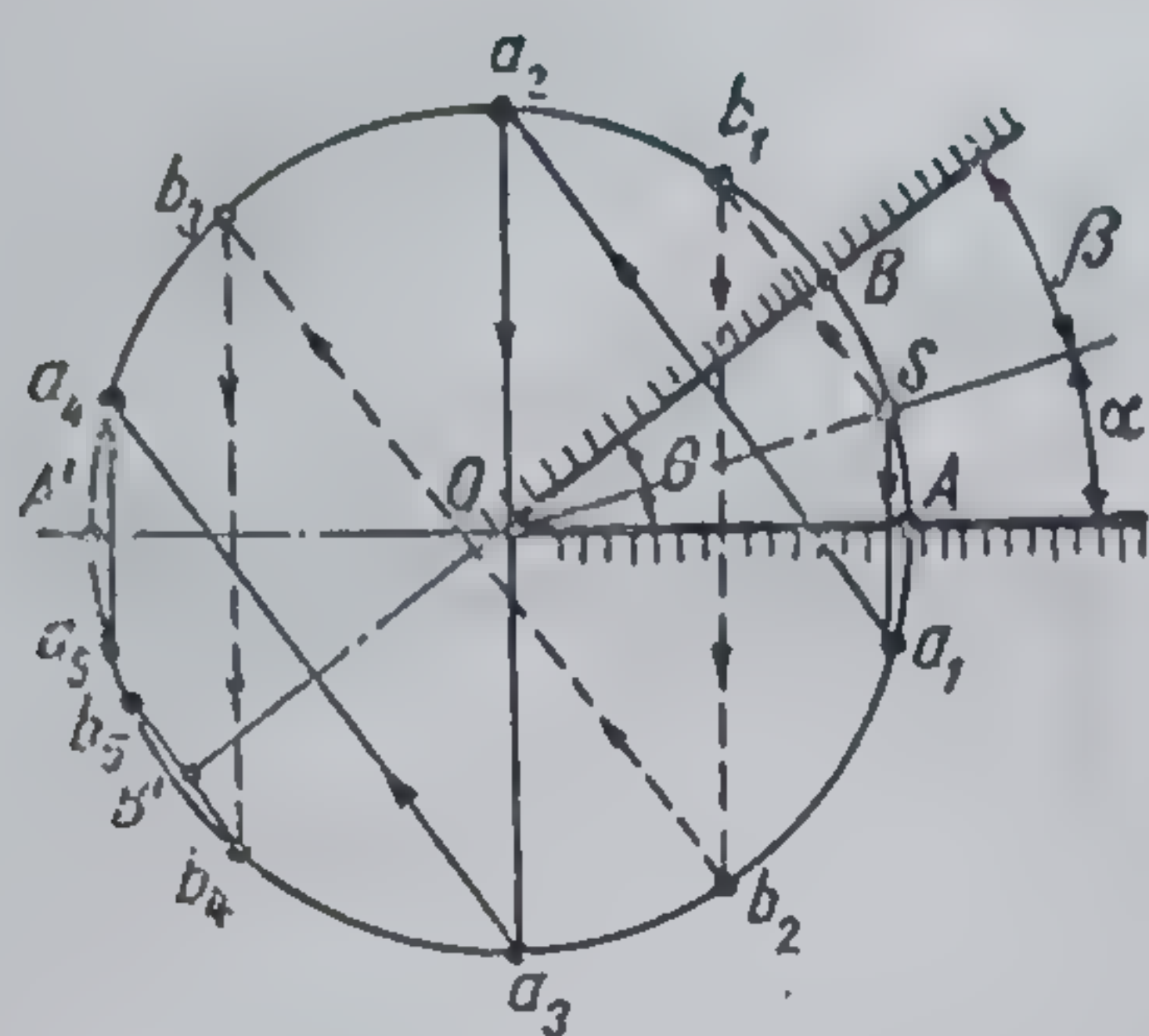


Fig. 4.3. Imagini multiple într-o oglindă unghiulară.

oglindea B și deci se duce a_2 simetric cu a_1 . punctul a_2 reprezintă punct obiect față de oglinda A și deci imaginea sa este a_3 , simetric cu a_2 față de A .

După ce se găsesc punctele $a_1, a_2, a_3 \dots$, se formează succesiv imaginile b_1, b_2, b_3, \dots ale punctului S în oglinda B . Punctele a_5 și b_5 sînt imagini finale.

Se constată că toate punctele se află pe un cerc cu centrul O în vârful penei și cu raza $R = OS$.

Se notează: $\widehat{SA} = \alpha$; $\widehat{SB} = \beta$ și $\widehat{AB} = \theta$. $Aa_1 = \alpha$; $Ba_2 = \alpha + \theta$; Dacă n este impar, $Aa_n = \alpha + (n-1)\theta$; Dacă n este par, $Ba_n = \alpha + (n-1)\theta$. La fel se poate scrie $Bb_1 = \beta$; $Ab_2 = \beta + \theta$;

În general, dacă p este impar, $Bb_p = \beta + (p-1)\theta$, iar dacă p este par, $Ab_p = \beta + (p-1)\theta$, în care a_n și b_p sînt ultimele imagini din fiecare serie, cuprinse în unghiul opus unghiului θ .

Se poate, așadar, scrie:

$$\begin{aligned} \alpha + (n-1)\theta &> \pi - \theta \text{ sau } \alpha + n\theta > \pi; \\ \beta + (p-1)\theta &> \pi - \theta \text{ și } \beta + p\theta > \pi. \end{aligned} \quad (4.1)$$

Cele mai mici valori care satisfac inecuațiile dau numărul total de imagini $n + p$ sau numărul de puncte luminoase $n + p + 1$ de pe periferia cercului.

Cînd θ se cuprinde de un număr întreg par $N = 2q$ în circumferința cercului se poate scrie: $2q\theta = 2\pi$ sau $q\theta = \pi$. Cu aceasta, inegalitățile precedente devin: $\alpha + n\theta > q\theta$ și $\beta + p\theta > q\theta$.

Cele mai mici numere întregi n și p care satisfac aceste condiții sînt $n = p = q$ (fig. 4.4).

Prin urmare, în cazul în care ultimele imagini aq și bq sînt confundate, numărul total de imagini este $2q - 1$ și numărul total de puncte luminoase, inclusiv S , este $N = 2q$. În fig. 4.5 s-a ales $\theta = 60^\circ$ și $N = 6$ (inclusiv sursa).

4.1.4. Orientarea razei reflectate în oglinda unghiulară

Dacă pe oglinda A din fig. 4.6 cade o rază R_A , direcțiile razelor reflectate pe oglinzile A și B se stabilesc astfel:

— în vârful O se trasează un cerc cu raza egală cu vectorii unitari normali la oglinzi în punctul O : $R = N_A = N_B$;

— se translatează raza R_A pînă cînd aceasta trece prin O ;

— din punctul de intersecție E se duce dreapta EE' paralelă și în sens contrar cu vectorul N_A ; $\overrightarrow{E'O}$ reprezintă direcția și sensul razei reflectate R'_A pe oglinda A ;

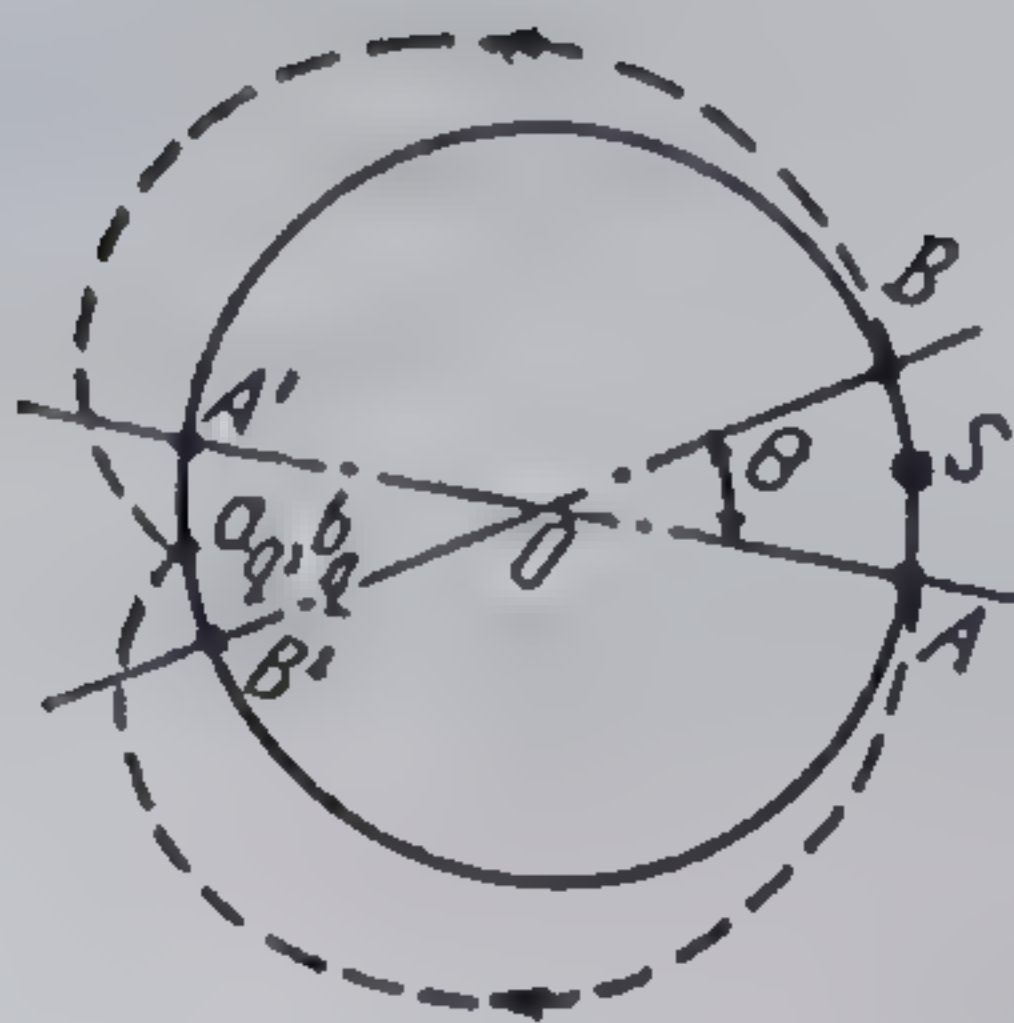


Fig. 4.4. Număr par de imagini în oglinda unghiulară.

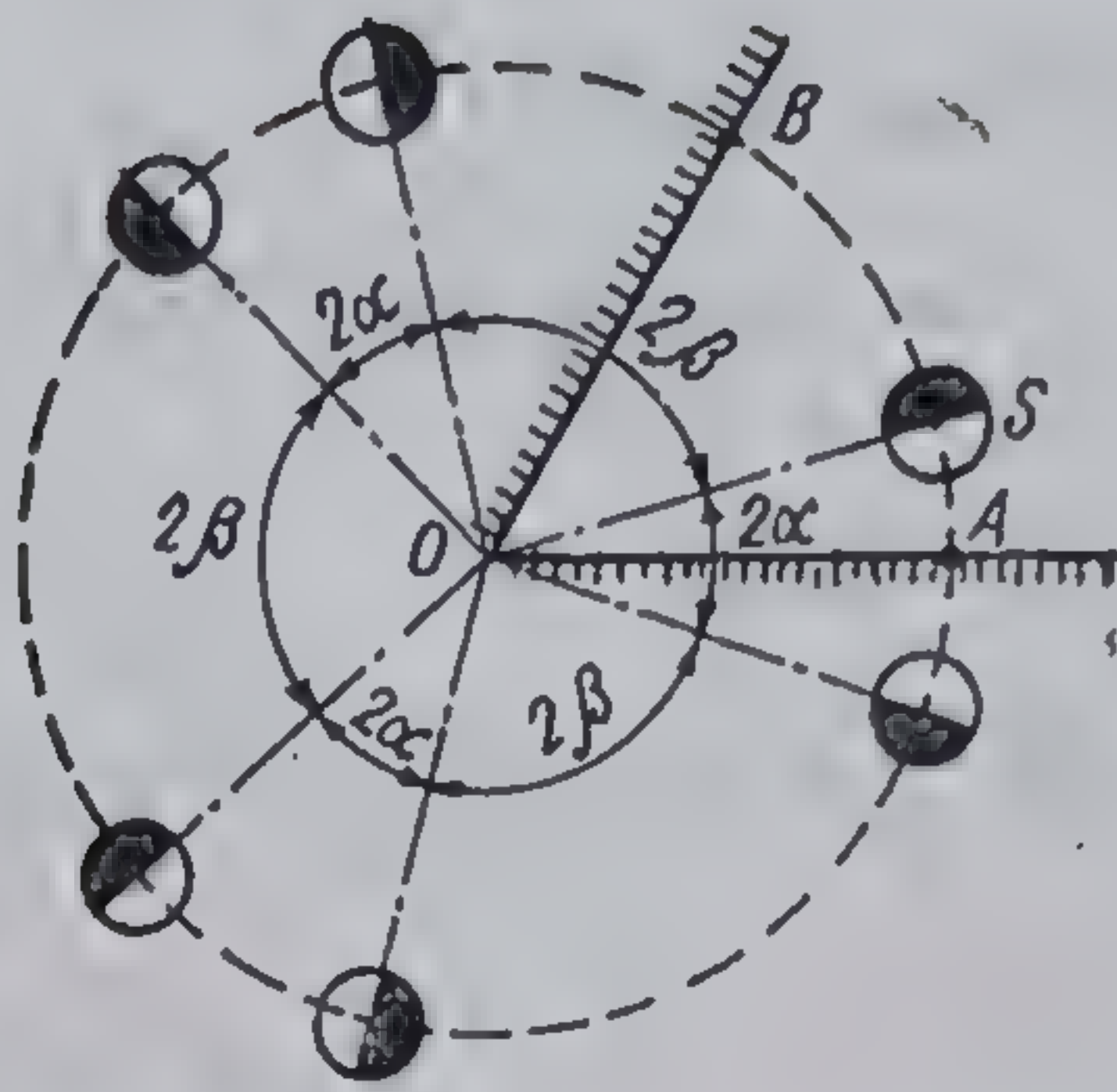


Fig. 4.5. Oglinda unghiulară cu $N = 6$ și $\theta = 60^\circ$.

— din punctul E' se duce $E'E''$ paralel și în sens contrar cu vectorul N_B ; raza $\overrightarrow{E''O}$ reprezintă direcția și sensul razei R'_B reflectată de oglinda B .

În fig. 4.7 s-a arătat modul de stabilire a razelor reflectate de un sistem alcătuit din trei oglinzi plane coplanare.

Cînd oglinzile nu sînt coplanare se aplică același procedeu într-o sferă unitară.

Fig. 4.8 arată reflexiile produse pe un sistem de oglinzi plane perpendiculare, care asigură o deviație constantă $D = 180^\circ$.

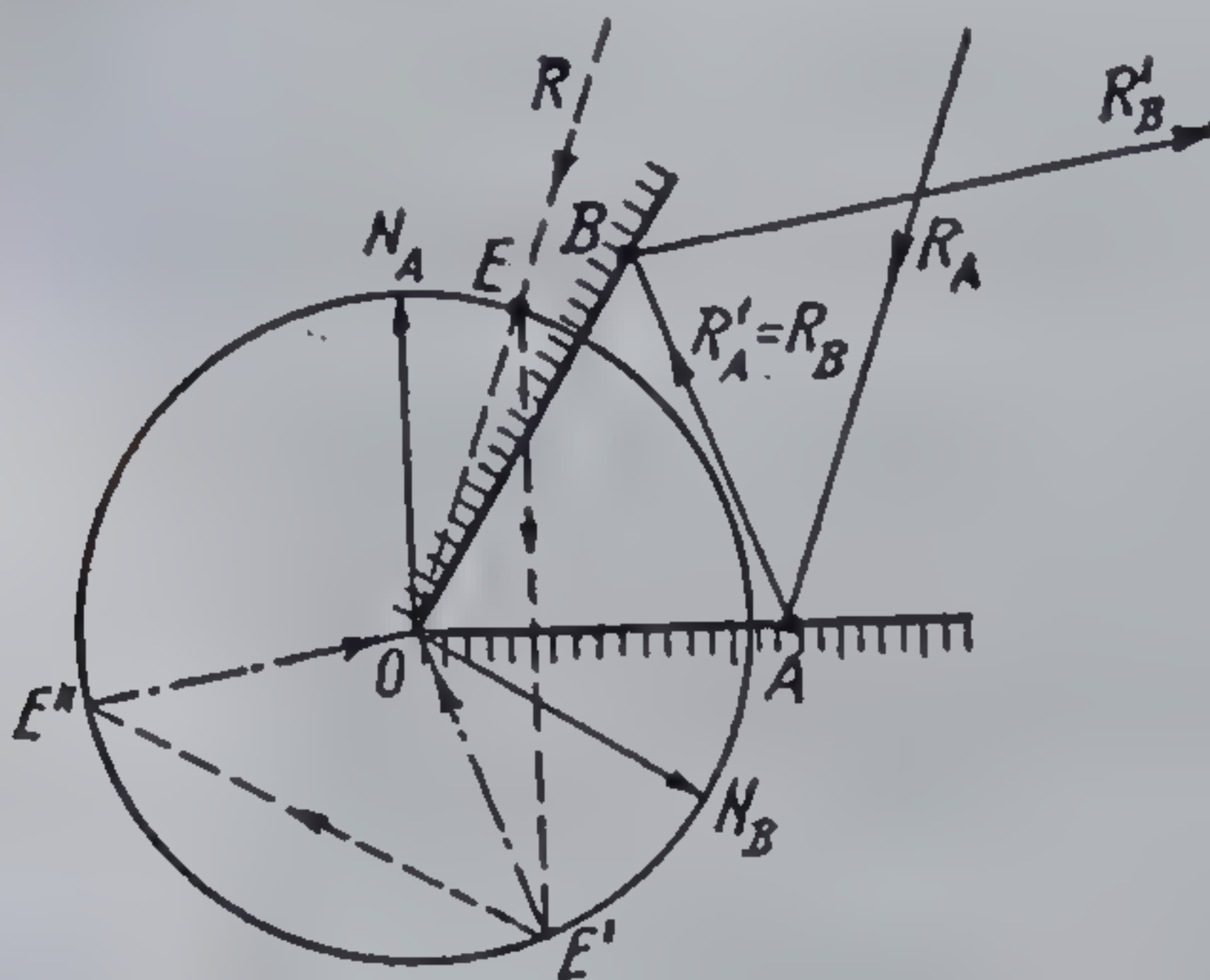


Fig. 4.6. Determinarea orientării razei reflectate de un sistem alcătuit din două oglinzi plane coplanare.

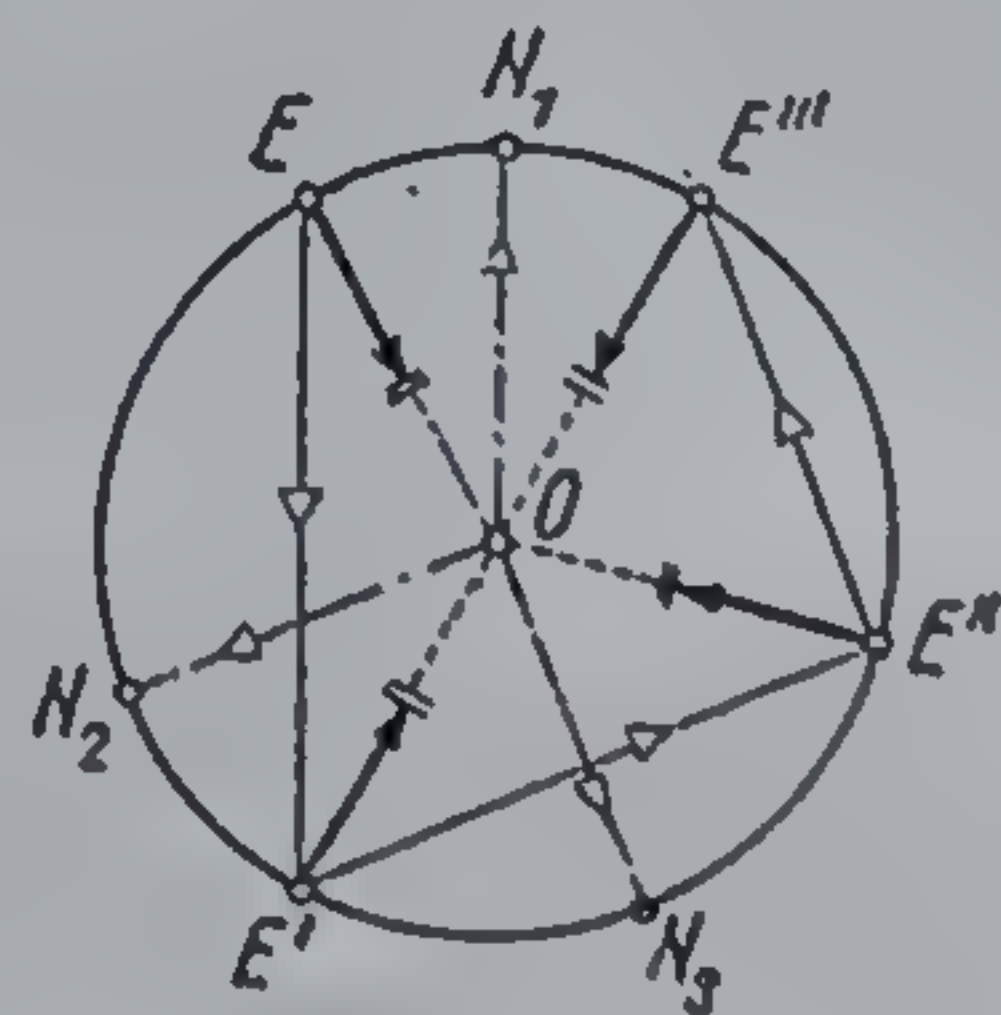
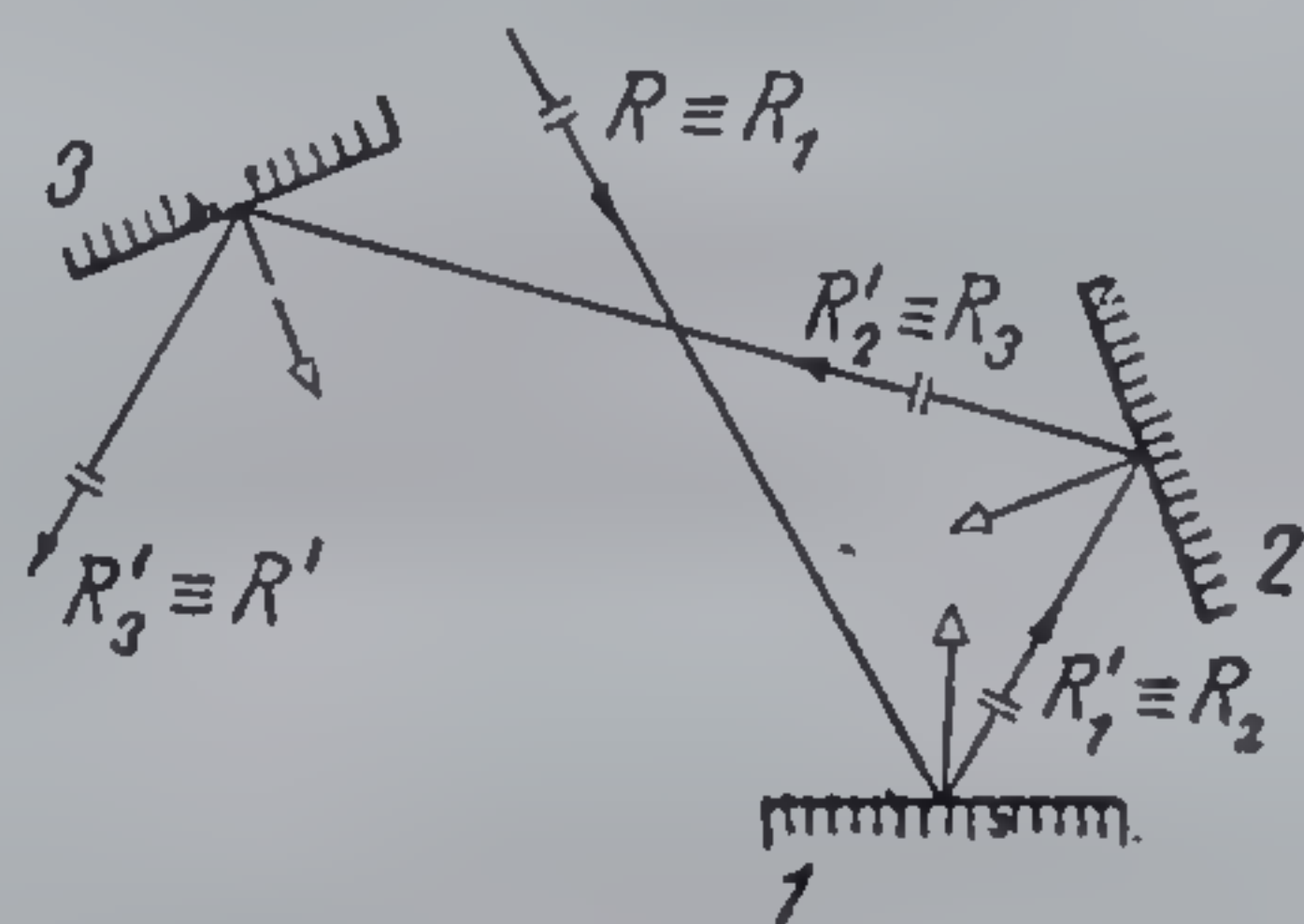


Fig. 4.7. Metoda reducerii la un punct în centrul cercului de rază unitară.

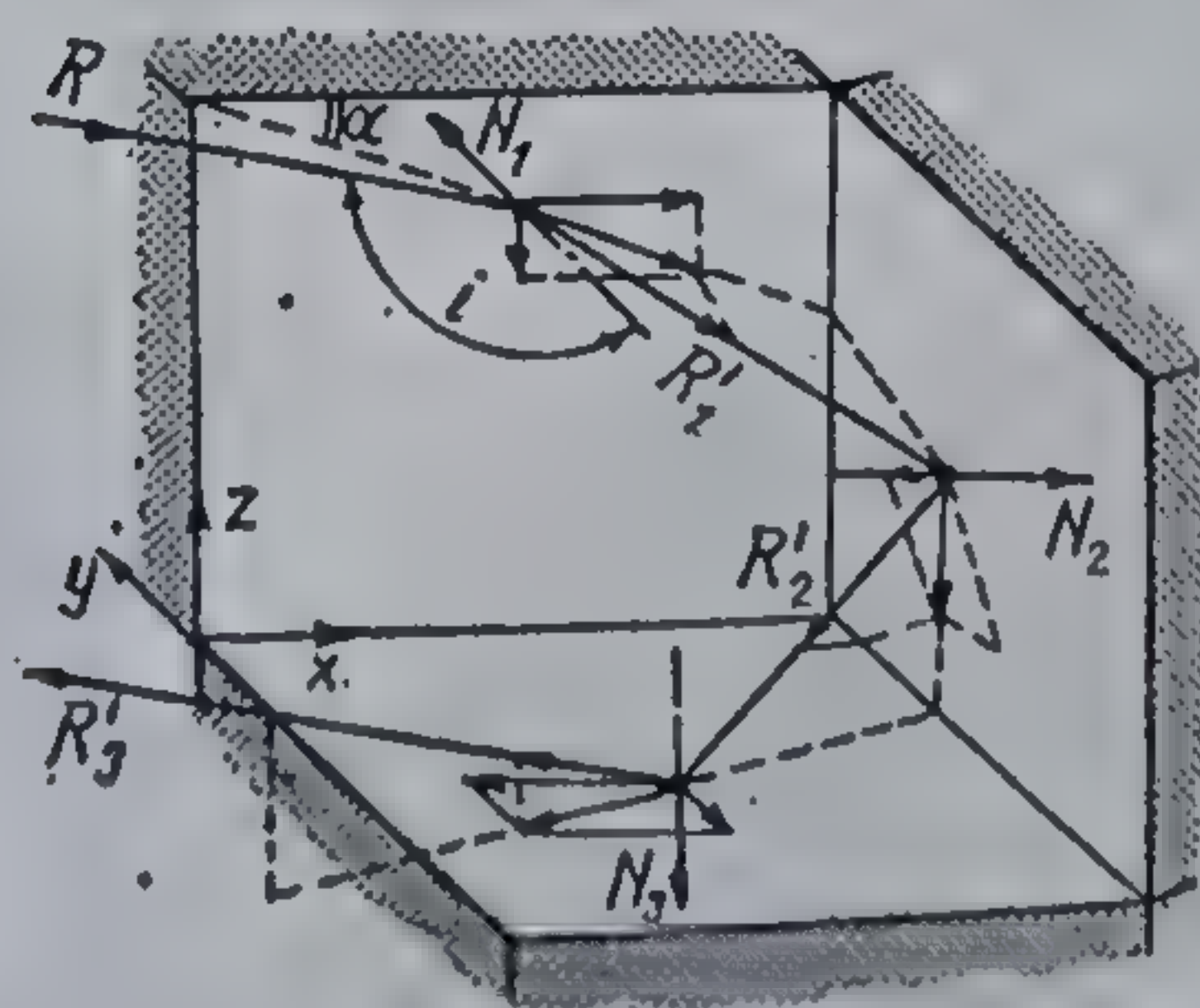


Fig. 4.8. Reflexia într-un sistem de oglinzi plane perpendiculare.

4.1.5. Oglinzi sferice

4.1.5.1. *Formarea imaginii.* Modul de formare a imaginii în oglinda sferică rezultă din fig. 4.9, *a, b* folosind două din cele patru raze. Între punctele C, O, O' și T există relația $\frac{1}{\overline{CO}} + \frac{1}{\overline{CO'}} = \frac{2}{\overline{CT}}$. Cu notațiile: $\overline{CO} = c$, $\overline{CO'} = c'$ și $\overline{CS} = r$ și ținând seama că $\overline{CT} = \overline{CS}/\cos \varphi = r/\cos \varphi$, se poate scrie:

$$\frac{1}{c} + \frac{1}{c'} = \frac{2 \cos \varphi}{r}, \quad (4.2)$$

relație care arată că oglinda sferică nu este stigmatică dar este acromatică.

Coeficientul lui Seidel pentru oglinzi sferice concave și $s = -\infty$ este $S = +0,25$ spre deosebire de lentile care au $S = +2,14 \dots +1,14$, pentru $n = 1,5 \dots 1,8$.

Condiția sinusurilor este, de asemenea, satisfăcută bine de oglinzile sferice:

$$\frac{\tilde{f}' - f'}{f'} = \frac{1}{\cos \tilde{\varphi}} - 1. \quad (4.3)$$

Pentru $P_i/f' = 1/3,5$, $df'/f' = 0,0025$.

Oglinda sferică asigură stigmatismul în următoarele cazuri:

- $c = 0$, $c' = 0$ (în centrul de curbură);
- în apropierea centrului de curbură, în sfera cu diametrul ϵ :
 $c + \epsilon \rightarrow c' = r\epsilon/(2\epsilon \cos \varphi - r) \approx r\epsilon/(-r) = -\epsilon$.
- unghiul de deschidere este mic (domeniul paraxial).

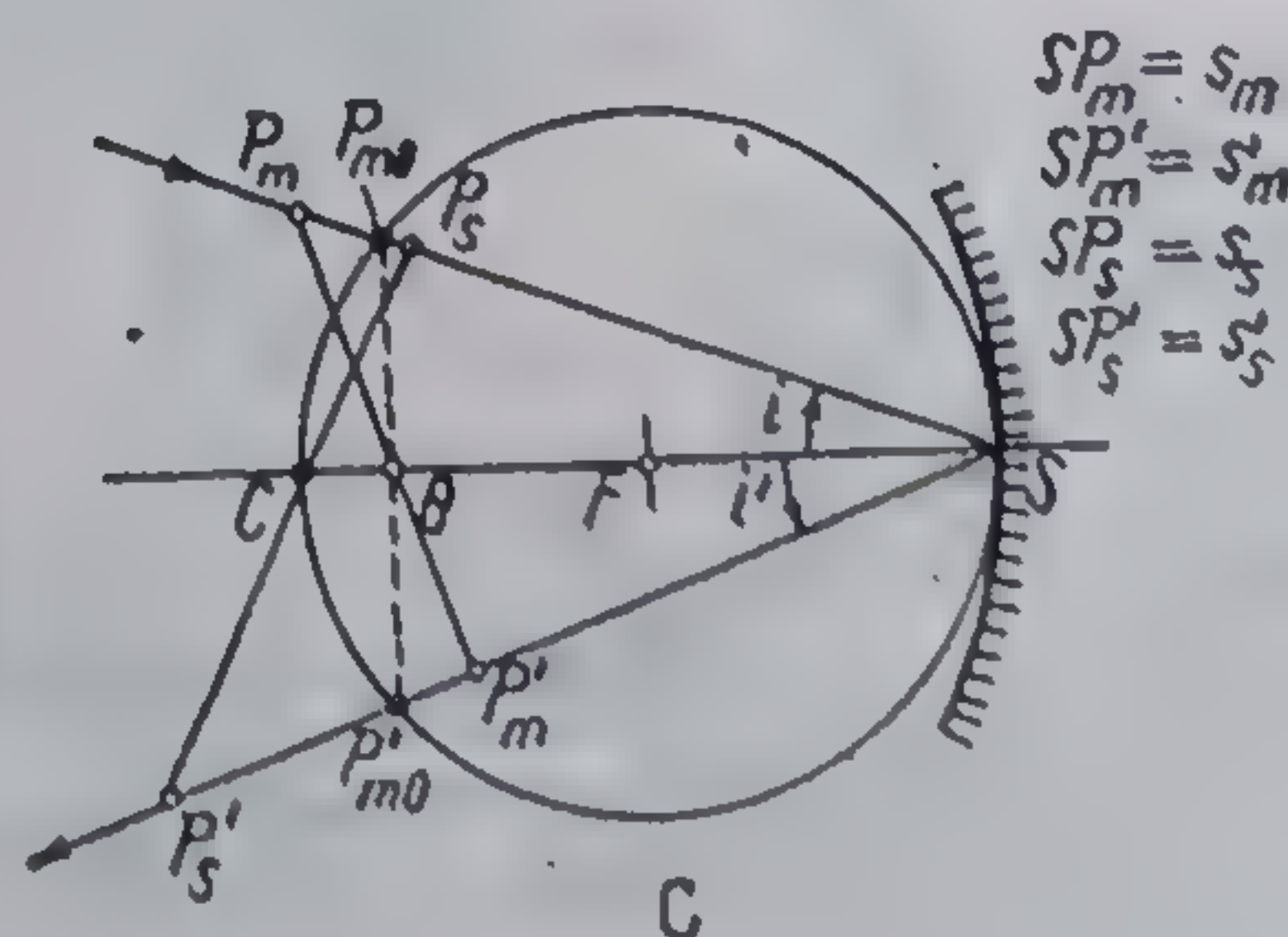
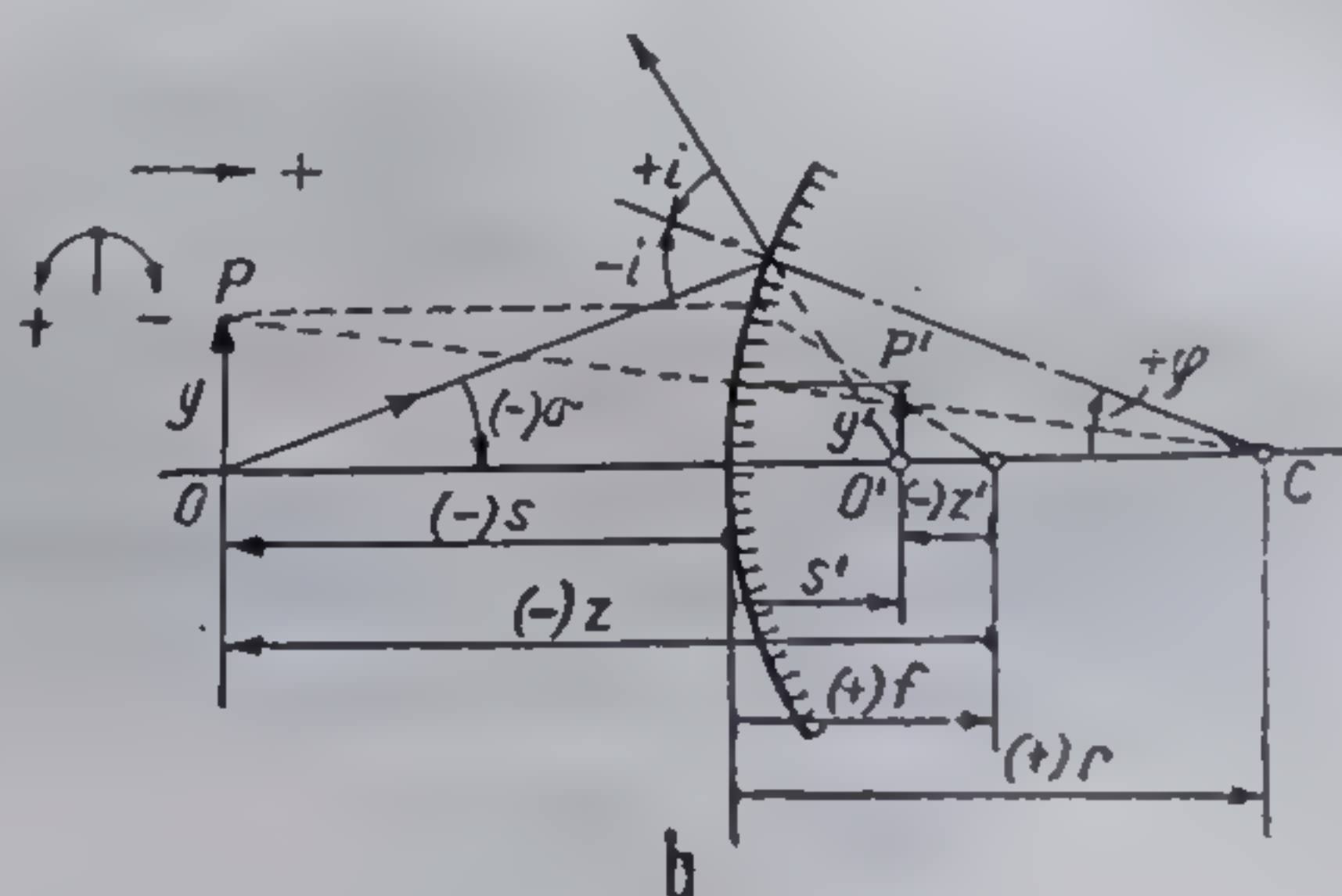
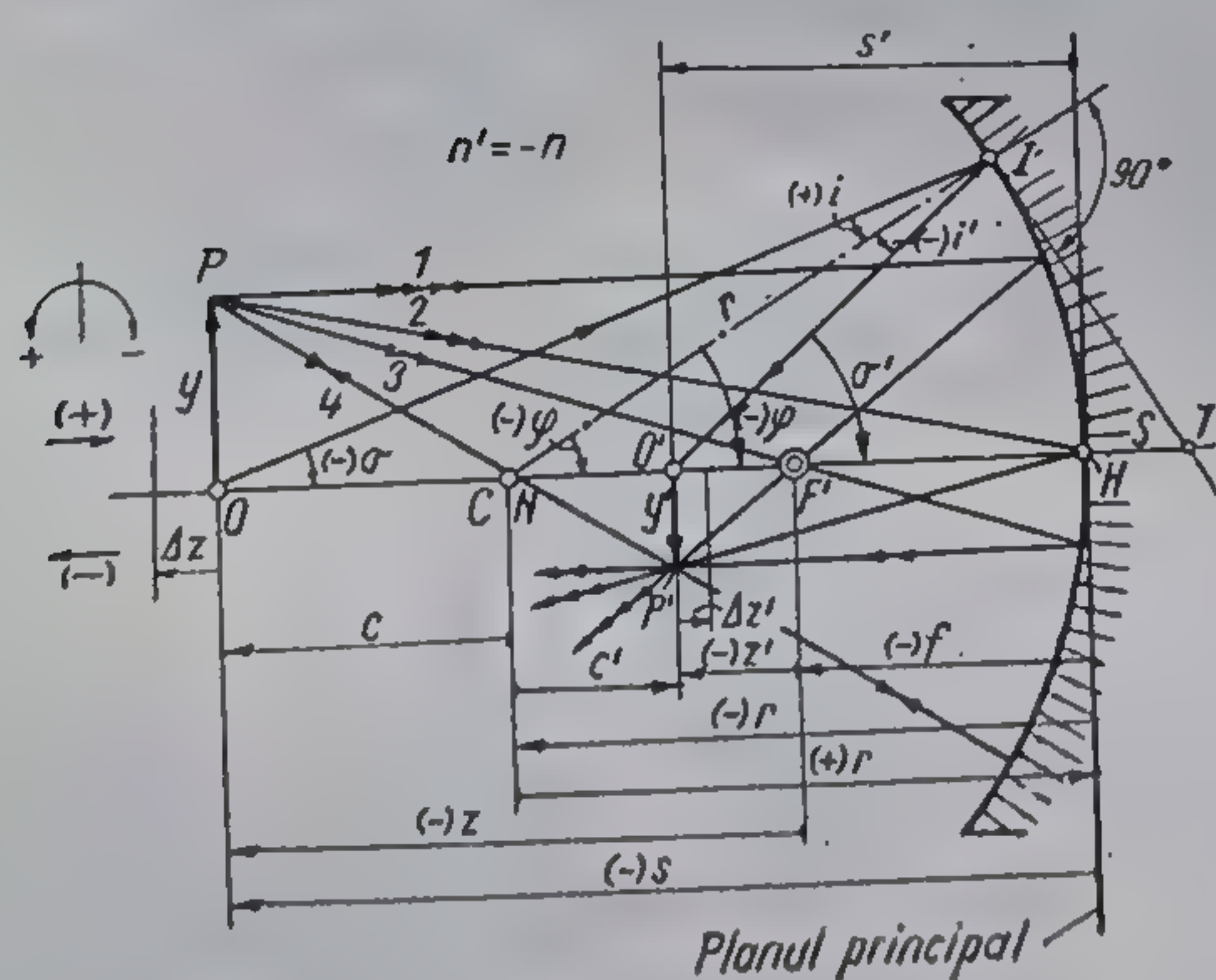


Fig. 4.9. Oglinda sferică:

a — concavă; *b* — convexă; *c* — centrele de perspectivă.

În acest caz sînt valabile următoarele relații:

$$f' = \bar{f} = r/2; \quad \varphi' = 1/f' = 1/s' + 1/s = 2/r; \quad (4.4)$$

$$s = z + f'; \quad s' = z' + f'; \quad zz' = +f'^2;$$

$$\alpha' = -z'/z = -f'^2/z^2 = -z'^2/f'^2;$$

$$\beta' = y'/y = s'/s = -c'/c = f'/z = -z/f';$$

$$\alpha = -\beta'^2; \quad \gamma = \sigma'/\sigma = z/f' = f'/z' = s/s';$$

$$\alpha = -1/\gamma'^2; \quad \beta'\gamma' = -1; \quad \sigma' = \sigma - 2i; \quad \varphi = \sigma - i.$$

În fig. 4,9, c se arată că dacă unghiul de incidență i este mare, există două centre de homografie: 1) centrul de homografie sagitală, situat totdeauna în centrul de curbură C al oglinzii și 2) centrul de homografie meridiană (tangentială), situat în punctul θ , care rezultă din intersecția axei optice \overline{SC} cu dreapta $P_{mo}P'_{mo}$ ce unește punctele de intersecție ale razelor incidentă și reflectată cu cercul de rază $r/2 = f'$. Pentru cele două plane (meridian și sagital) pot fi scrise relațiile: $1/s'_m + 1/s_m = 2/r \cos i$; $1/s'_s + 1/s_s = 2 \cos i/r$; $f'_s = -r/2 \cos i$; $f'_m = -r \cos i/2$; $i' = -i$. Se observă că centrele de homografie se suprapun pentru unghiuri i foarte mici.

Deschiderea relativă a oglinzii se limitează prin valoarea aberației de undă admisă pentru H_{max} . Admițînd $l = -\lambda/4$, rezultă $N_{lim} \approx f'/750 \lambda$ sau, pentru $\lambda = 546 \text{ nm}$, $N_{lim} \approx 2,5 f'_{mm}$. Spre exemplu, se obține: $f'/N = 10/2,25 = 4,5$; $20/2,7 = 7,5$; $50/3,4 = 15$; $100/4 = 25$; $200/4,7 = 42$.

Dacă $2y' = H_{max} = P_i/2$, rezultă $2\sigma_p = \sqrt{(5 \cdot 10^8 \lambda) f'}$ care, pentru $\lambda = 546 \text{ nm}$, devine: $2\sigma_p = 23/\sqrt[4]{f'}$, adică:

$$f'/2\sigma_p = 10/13^\circ; \quad 20/10,8^\circ; \quad 50/8,6^\circ; \quad 100/7,3^\circ; \quad 200/6,1^\circ.$$

Pentru pupile de intrare mai mari trebuie folosite suprafețe asferice, lame Schmidt ori meniscuri (Maxutov, Sleivogt ș.a.) în planul diafragmei de apertură (v. tabelul 3.2).

Se mai poate scrie: $\sin i/\sin \sigma = (r - s)/r$ și $\sin i'/\sin \sigma' = (r - s')/r$ sau, pentru domeniul paraxial, $-\sigma'/\sigma = (r - s)/(r - s')$. Pe de altă parte, $\sin \sigma = H/(s - s_H)$ și $\sin \sigma' = H/(s' - s_H)$. Ca urmare, $\gamma' = \sigma'/\sigma = s/s'$.

Elementele cardinale ale unei oglinzi sferice sînt: a) punctele principale H și H' se suprapun cu vîrfurile oglinzii; b) planele principale se suprapun cu tangenta la suprafață în vîrfurile S ; c) punctele nodale N și N' sînt suprapuse cu centrul de curbură.

4.1.5.2. În construcțiile grafice, devierile razelor trebuie să aibă loc în planul principal, ci nu pe suprafața curbă, deoarece relațiile valabile aparțin domeniului paraxial; raza care trece prin punctul N , fiind normală, nu este deviată. Aceste observații sînt valabile și pentru oglinzile parabolice, eliptice și hiperbolice.

Într-o oglindă, obiectul și imaginea se deplasează în sensuri contrare. În planul nodal (planul centrului de curbură), care este și plan antinodal, imaginea nu este afectată de aberațiile de sfericitate. Dacă diafragma se mon-

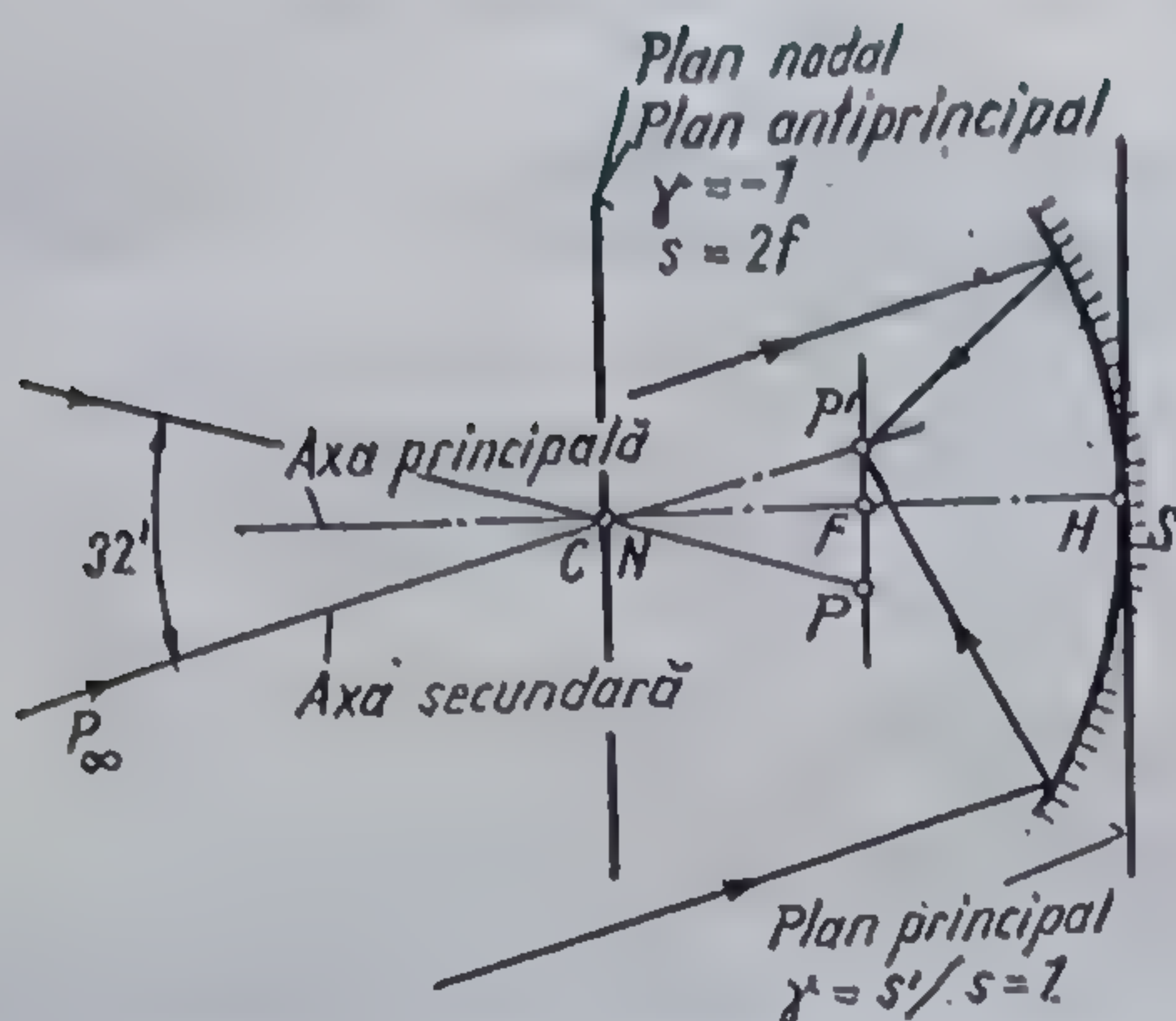


Fig. 4.10. Diametrul soarelui în oglinda sferică concavă.

tează în planul nodal, astigmatismul, coma și distorsiunea se anulează; rămân doar aberația de sfericitate și curbura de câmp. Pentru alte poziții ale diafragmei crește astigmatismul cu σ^2 . Se poate scrie: $\Delta s'_m = y'^2/2R_m$ și $\Delta s'_s = y'^2/2R_s$; pentru ambele curburi de câmp se poate scrie $3/R_s - 1/R_m = 2/R'$, unde $1/R'$ este „curbura de câmp naturală”.

În dispozitivele de iluminare, sursa de montează cu filamentul în planul centrului de curbura, dar puțin extraaxial, pentru ca imaginea filamentului să se formeze paralel și deplasat cu jumătate din pasul elicei, pentru omogenizarea sursei. Pentru alte poziții ale filamentului și pentru deschideri relative mari, apar aberațiile de sfericitate care pot fi compensate cu lame Schmidt sau meniscuri groase (Maksutov ș.a. — v. § 6.9.4).

Imaginea Soarelui în oglinda sferică concavă are diametrul $\overline{PP'} = \overline{CF} \tan 32' = f' \arcsin 32' = 0,009f'$. Pentru $f' = 1$ m rezultă $\overline{PP'} = 9$ mm (fig. 4.10). Practic se poate considera $\overline{PP'}_{mm} = f'_{mm}/100$.

4.1.6. Oglinzi parabolice

Oglinda parabolică (fig. 4.11, a) este stigmatică pentru un punct obiect situat la infinit pe axa optică sau în apropierea acesteia. Curba în planul meridian este definită de ecuația $y^2 = 2px$, cu focala $f' = p/2$. Pentru oglinzi concave $f' > 0$; pentru oglinzi convexe $f' < 0$. Planul principal coincide cu tangenta în vârful parabolei S. Raza de curbura în vârful S este $r = 2f' = p = 2\overline{SF} = \overline{SC}$.

Pentru construcția grafică a imaginii se folosesc razele care trec prin C, F și S precum și raza paralelă cu axa optică (v. fig. 4.9, a).

Imaginea unui obiect y, situat între vârful S și focarul F este mărită, virtuală și dreaptă. Obiectele situate între F și C au imagini reale, mărite, inversate și situate între ∞ și C. În punctul nodal C, imaginea este egală cu obiectul, inversată și reală.

Razele, care provin de la obiecte extraaxiale, fac unghiuri mari cu axa optică și sînt situate în plane oarecare (fig. 4.11, b); acestea nu se mai întîl-

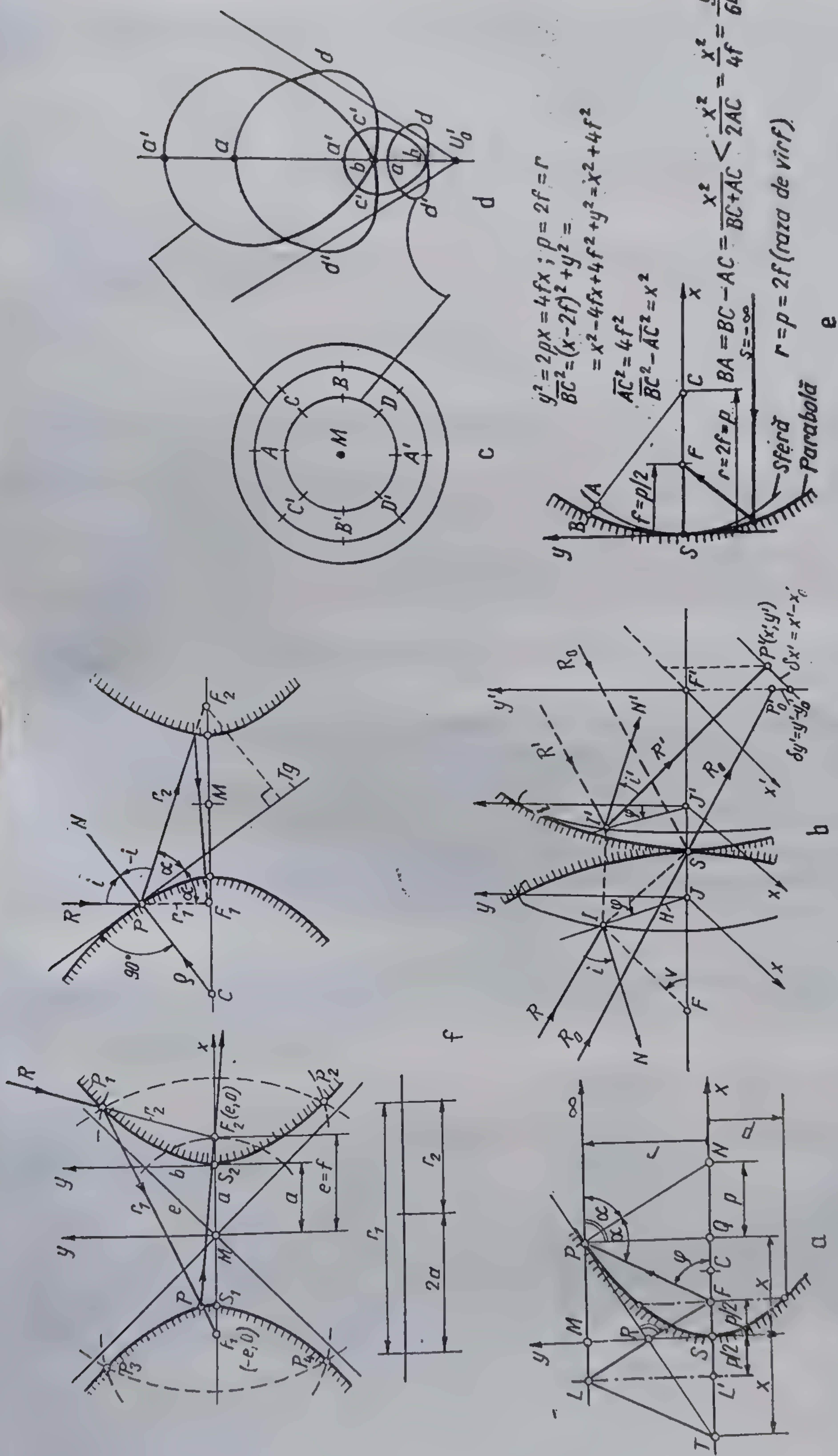


Fig. 4.11. Oglinda parabolică concavă:

a — schema de calcul; b — aberațiile de coma; c — curbele aberației de coma; e — trecerea de la o sferă la parabolă; f — oglinda hiperbolică.

nesc în același punct P'_0 din planul focal, ci în punctul P' (spațiul imagine fiind spațiul obiect reflectat în oglindă, simetric față de S). Se poate scrie:

$$\angle SFI = v; H = 2f' \operatorname{tg}(v/2); Y = H \cos \varphi; X = H \sin \varphi;$$

$$\delta x' = x' - x'_0 = \frac{1}{4} H^2 y'_0 \sin 2\varphi + \frac{1}{8} H^4 y'_0 \sin 2\varphi +$$

$$+ \frac{1}{4} H^3 y'^2_0 (1 + \cos 2\varphi) \sin \varphi;$$

$$\delta y' = y' - y'_0 = \frac{1}{4} H^2 y'_0 (2 + \cos 2\varphi) + H y'^2_0 \cos \varphi +$$

$$+ \frac{1}{8} H^4 y'_0 (1 + \cos 2\varphi) + \frac{1}{4} H^3 y'^2_0 (3 + \cos 2\varphi) \cos \varphi + H^2 y'^3_0 \cos^2 \varphi.$$

Pentru $s = -\infty$, $\xi = 0$, $h = 1$, coeficientul aberației de coma este $B = + \varphi'^2/2$ și componentele vectorului aberației de coma sînt:

$$\delta x' = \frac{1}{4} \frac{H^2}{f'^2} y' \sin 2\varphi = \frac{1}{16} \Omega^2 y' \sin 2\varphi;$$

$$\delta y' = \frac{1}{4} \frac{H^2}{f'^2} y' (2 + \cos 2\varphi) = \frac{1}{16} \Omega^2 y' (2 + \cos 2\varphi).$$

Alegînd ca obiect două inele concentrice transparente pe un obiect opac (fig. 4.11, c), în planul imagine se obțin două curbe închise (fig. 4.11, d), care reprezintă imagini comatice (pentru $\varphi = 0 \dots 2\pi$).

Se cunosc procedee speciale de executare a oglinzilor parabolice, de exemplu prin solidificarea unei rășini care se toarnă într-un cilindru ce se rotește cu o anumită turație sau prin galvanoplastie.

Oglinzile mari se execută mai întîi sferice și apoi se ajustează la periferie prin polisarea distanței AB dintre parabolă și sferă (fig. 4.11, e), distanță care nu depășește valoarea $y^4/64 f^3$.

Exemplu: $f' = 7$ m și $y = 0,6$ m. Rezultă $AB < 0,6^4/64 \cdot 7^3 = 6 \mu\text{m}$.

Oglinzile parabolice se folosesc în construcția diferitelor sisteme optice de iluminare (v. fig. 6.11) și de formarea imaginii (v. § 6.9.4).

4.1.7. Oglinzi hiperbolice

Oglinda hiperbolică este, de regulă, convexă. Din fig. 4.11, f rezultă relațiile: $r_1 - r_2 = 2a$ sau $r_2 - r_1 = 2a$; $e^2 = a^2 + b^2$; $e = \overline{MF}_1 = \overline{MF}_2$ reprezintă excentricitatea și în același timp distanța focală f .

O rază R incidentă pe oglindă în punctul P , orientată spre unul din focare (F_1), este reflectată către focarul celălalt F_2 .

În sistemul de coordonate xS_2y se poate scrie ecuația hiperbolei: $y^2 = 2px + px^2/a$ și $p = b^2/a$. În coordonate polare, în raport cu punctul mijlociu M : $r^2 = b^2/(\epsilon^2 \cos \varphi - 1)$, iar în raport cu focarul F : $r = p/(1 + \epsilon \cos \varphi)$, unde $\epsilon > 1$ și $\cos \varphi_1 = -a/e$.

4.1.8. Oglinzi eliptice

În fig. 4.12, *a* este reprezentată o oglindă eliptică, cu elementele sale definitorii: $y^2 = 2px - px^2/a$; parametrul $p = b^2/a$; semi-axa mare a ; semi-axa mică b ; $e^2 = a^2 - b^2$; excentricitatea numerică $\varepsilon = e/a$; raza în vîrfurile A_1 și A_2 este $r_A = b^2/a$, raza în punctele B_1 și B_2 este $r_B = a^2/b$. Cu aceeași distanță e se poate trasa o familie de elipse paralele, cu aceleași focare, dar cu parametri a și b modificați (elipse confocale).

Oglinda este stigmatică pentru punctele focare conjugate F_1 și F_2 . Distanța focală a oglinzii nu este mărimea $a - e = AF_1$. Pentru construcția imaginii furnizate de oglindă se aplică relațiile din domeniul paraxial. Astfel, se consideră axa A_1y , tangentă în vîrfurile A_1 al elipsei ca plan principal, pînă la care se duc razele care servesc la construcția grafică a imaginii. Se trasează cercul tangent la elipsă în punctul A_1 , cu raza $r_A = b^2/a$ și cu centrul în C_1 pe axa optică. Acest punct este punctul nodal N . În zona punctului A_1 oglinda eliptică se asimilează cu oglinda sferică de rază r_A , pentru care sînt valabile relațiile de la oglinzile sferice. Ca urmare, distanța focală paraxială a oglinzii eliptice este $f_A = r_A/2 = \overrightarrow{A_1F_A}$.

Se observă că obiectul y , fiind situat în focarul F_1 , se află după focarul F_A ; distanța $s = \overrightarrow{A_1F_1} > f_A$. Aplicînd formula $\frac{1}{s'} + \frac{1}{s} = \frac{1}{f} = \frac{2}{r_A}$ se verifică abscisele.

Exemplu: $a = 50$; $b = 30$; $e = 40$; $p = b^2/a = 18$; $r_A = p = 18$; $f_A = r_A/2 = 9$; $s = a - e = 10$.

Rezultă $s' = 90$; $\beta' = s'/s = 9$. Pentru $y = 3$ mm se obține $y' = \beta'y = 27$. Se poate observa că imaginea se formează în focarul F_2 , este reală, inversată și mărită.

În punctul nodal N (centrul C_1), imaginea este reală, egală cu obiectul și inversată.

Dacă suprafața utilă este \overline{AP} și obiectul este situat în F_2 , imaginea reală din focarul F_1 este mai mică decît obiectul. De regulă, obiectul este o sursă luminoasă situată în focarul F_1 , la distanța $s_1 > f_A$.

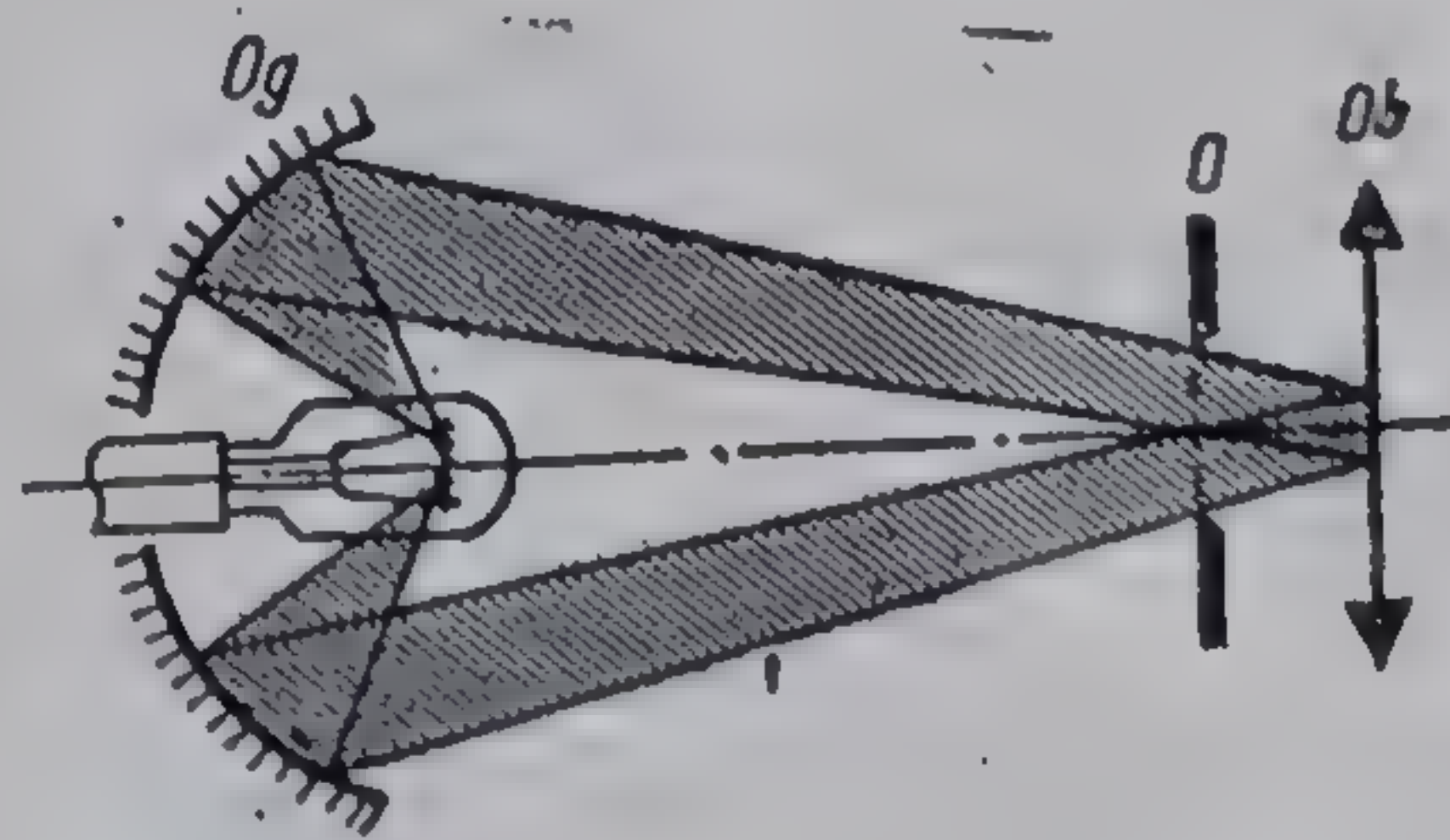
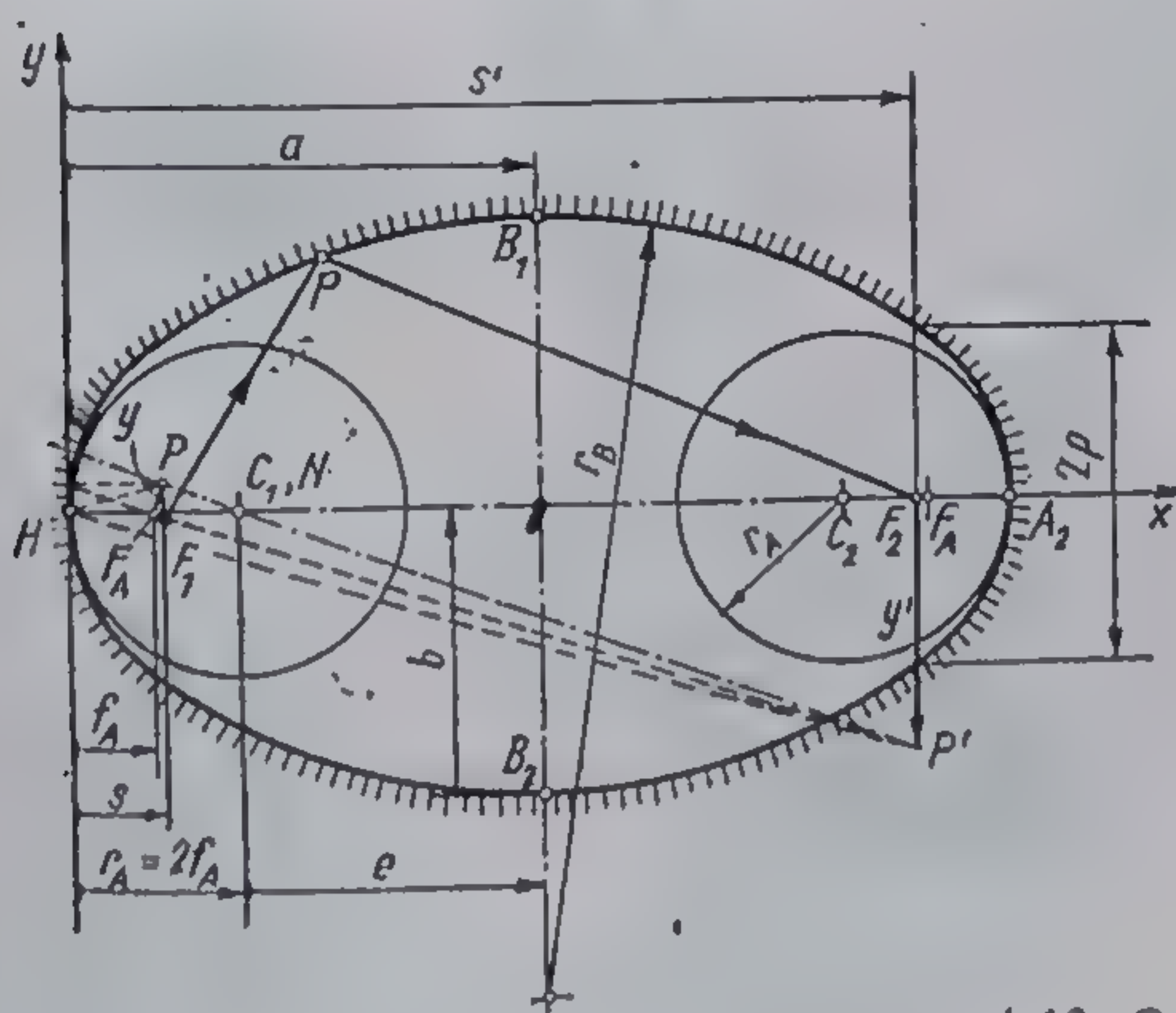


Fig. 4.12. Oglinda eliptică:

a — construcția și funcționarea; *b* — umbrirea în imagine.



Fig. 4.13. Oglinzi pentru radiații Röntgen:

a — parabolică din Al; b — parabolică și hiperbolică; c — parabolică și hiperbolică; d — cu oglinzi interne și externe.

Cînd oglinda este utilizată ca condensor (fig. 4.12, *b*) apare o umbră în planul imagine, deoarece sursa se află situată în calea fasciculului. În acest caz obiectul de iluminat trebuie situat în planul în care fereastra este umplută complet (fig. 4.12, *b*). O iluminare uniformă a obiectului se obține cu două rastere (v. § 6.6.6).

O soluție constructivă care elimină acest neajuns este reprezentată în fig. 6.17.

4.1.9. Oglinzi cilindrice

O oglindă cilindrică reprezintă suprafața unui cilindru cu diametrul $2r$. Secțiunea normală pe axă reprezintă secțiunea meridiană cu focala $f' = r/2$. În secțiunea axială focala este infinită.

Lentilele cilindrice pot fi combinate cu cele parabolice și eliptice, obținându-se lentile sfero-cilindrice și cilindro-parabolice.

4.1.10. Oglinzi torice

O oglindă torică se caracterizează prin două curburi în plane perpendiculare și deci două distanțe focale $f' = r_1/2$ și $f' = r_2/2$.

4.1.11. Oglinzi pentru radiații Röntgen

Radiațiile Röntgen se reflectă numai sub unghiuri de incidență foarte mari, așa cum se observă în fig. 4.13, *a*, *b*, *c*, *d*.

4.1.12. Oglinzi conice

Pentru expandarea și concentrarea fasciculelor de radiații pot fi utilizate sisteme alcătuite din conuri reflectante interior și exterior (fig. 4.14). Calculul acestora nu prezintă dificultăți.

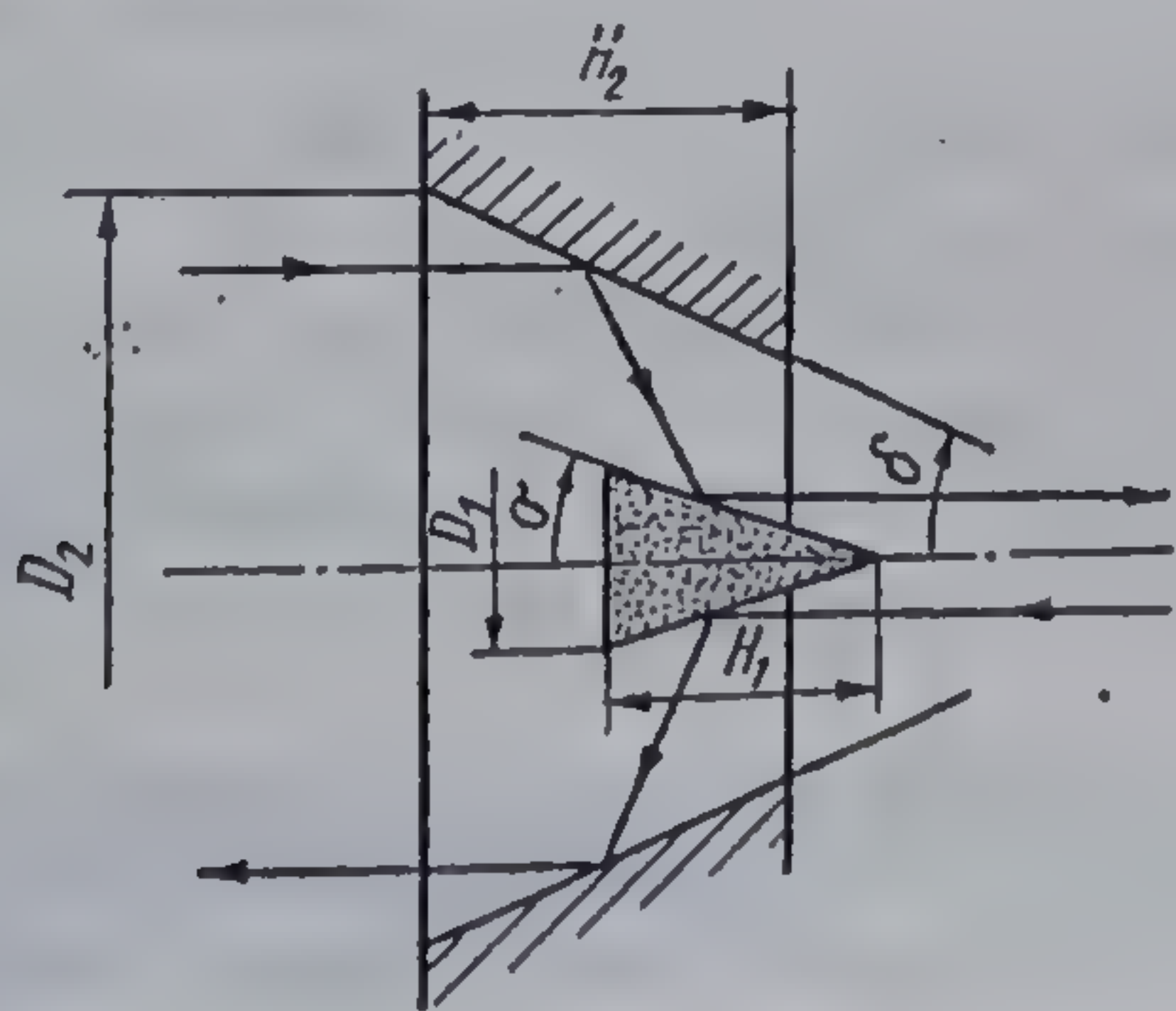


Fig. 4.14. Sistem alcătuit din conuri reflectoare interioare și exterioare.

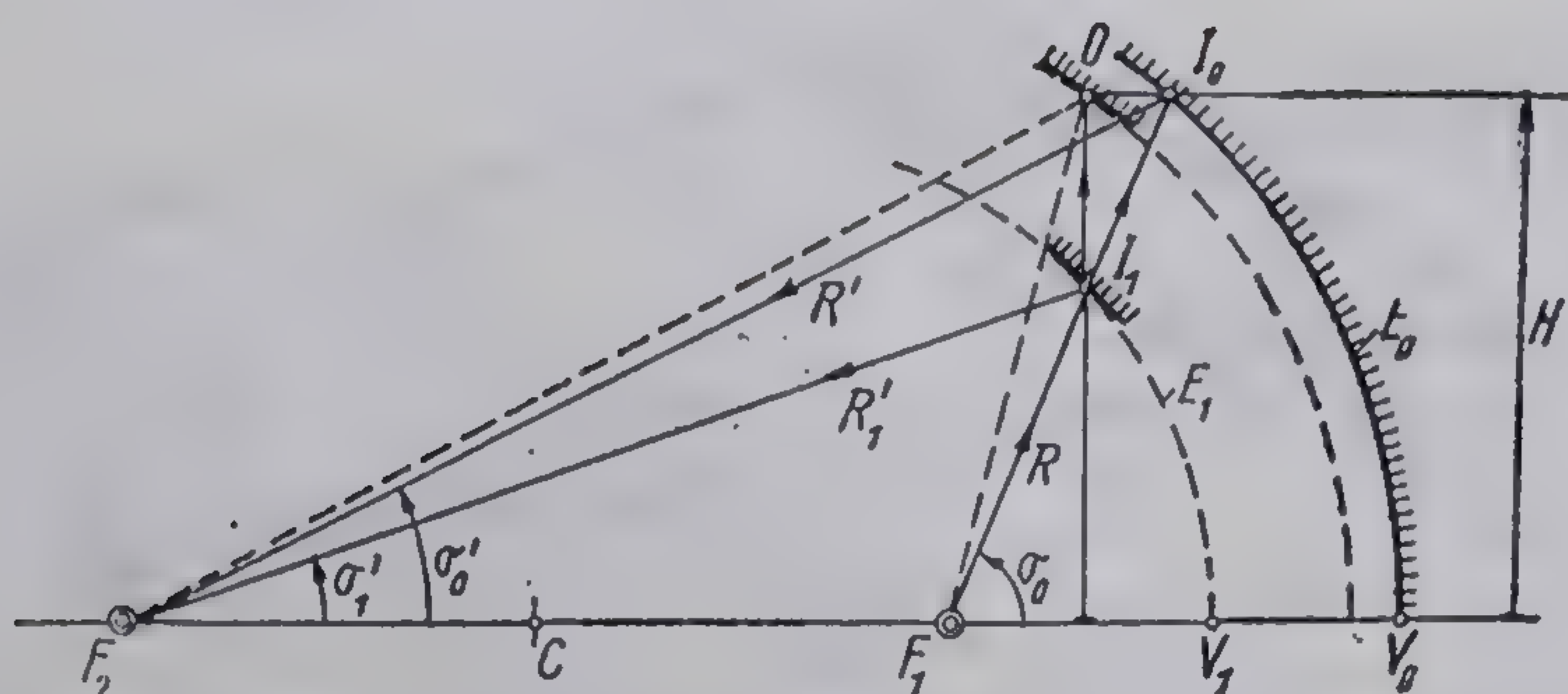


Fig. 4.16. Oglinda Fresnel ca ansamblu de oglinzi eliptice confocale.

Raza R_A mai poate fi reflectată prin focarul F_0 dacă elementul de suprafață A_1 (proiecția punctului A pe tangenta T_0) este înclinat cu un unghi potrivit φ_A . Aceste unghiuri corespund tangentelor duse prin punctele A_i la o familie de parabole cu același focar F_0 (oglinzi confocale).

În fig. 4.16 este reprezentat modul de realizare a unei oglinzi Fresnel echivalentă cu oglinda elipsoidală. Fiecare element reflectant al Oglinzii Fresnel este un element al tangentei la o elipsă cu aceleași focare F_1 și F_2 dar cu altă excentricitate. Așadar, profilul Fresnel corespunde unei familii de elipse cu aceleași focare dar cu alte semiaxe a și b . Se constată că pentru același unghi de deschidere σ_0 oglinda Fresnel are un diametru mai mic, corespunzător unei elipse E_1 cu $a_1 < a_0$ și unghiurile de incidență cu focarul F_2 sînt mult mai mici, fapt ce prezintă un avantaj considerabil în cazul în care oglinda joacă rol de condensor.

De mare utilitate s-a dovedit oglinda Fresnel oblică, concepută de autor, (fig. 4.17, *a*) care reduce gabaritul, realizează unghiuri de incidență mici în focarul F_2 , la unghiuri de deschidere mari în focarul F_1 . Oglinzi de acest fel metalice, cu canale liniare și unghiuri φ cu semne diferite, corespunzătoare semnelor tangentelor la elipse cu diferite semiaxe, a realizat autorul, pentru iluminarea fantelor cu lungimi mari, sub unghiuri de incidență i_2 mici (v. fig. 6.23).

Parametrii profilului unei astfel de oglinzi pot fi stabiliți cu ajutorul următoarelor relații deduse din fig. 4.17, *b*.

$$\operatorname{tg} \alpha = b/H; \operatorname{tg} \sigma = (h - k_j p \cos \alpha)/(s + k_j p \sin \alpha);$$

$$A_j = (s' - k_j p \cos \alpha)/(a + k_j p \sin \alpha);$$

$$\operatorname{tg} 2i = (A_j - \operatorname{tg} \sigma_j)/(1 + A_j \operatorname{tg} \sigma_j); \operatorname{tg} \beta_j = (A_j - \operatorname{tg} i_j)/(1 +$$

$$+ A_j \operatorname{tg} i_j); \varphi_j = \beta_j - \alpha; \gamma_{j+1} = i_{j+1} + \varphi_{j+1}; T_j = p \operatorname{tg} \varphi_j/(1 +$$

$$+ \operatorname{tg} \varphi_j \cdot \operatorname{tg} \gamma_{j+1}); \delta = \gamma_{j+1} - \varphi_j = \angle A_1 B_1 A_2; \varepsilon = 90^\circ + \delta_j; p =$$

$$= A_1 A_2 = x_1 + x_2; x_1 = A_1 B_1''; x_2 = B_1'' A_2.$$

Datele inițiale sînt: $a, b, h, H_{max}, s, s'; k = 0, 1, 2, \dots, (kp)_{max} = H/\cos \alpha$.

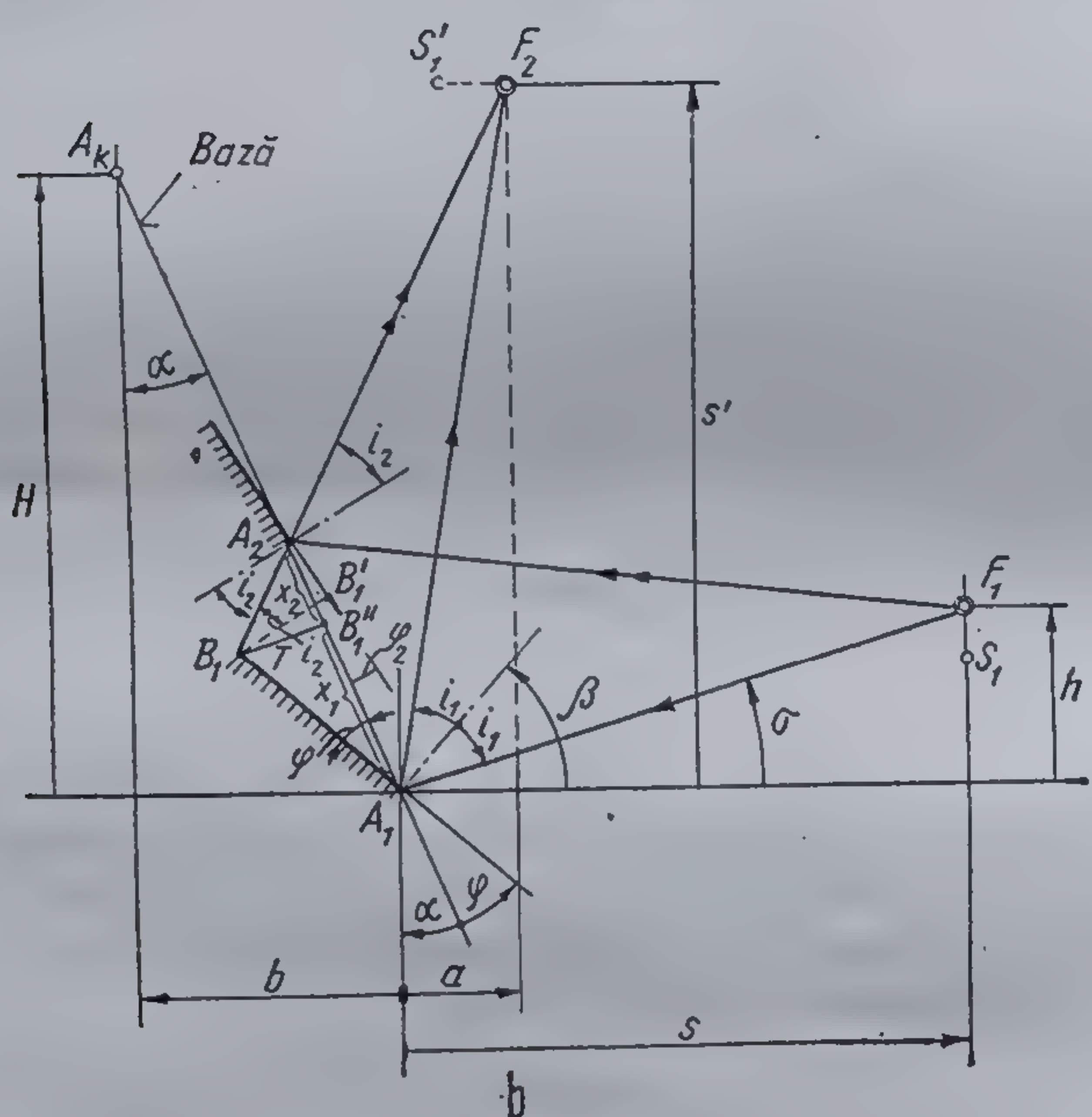
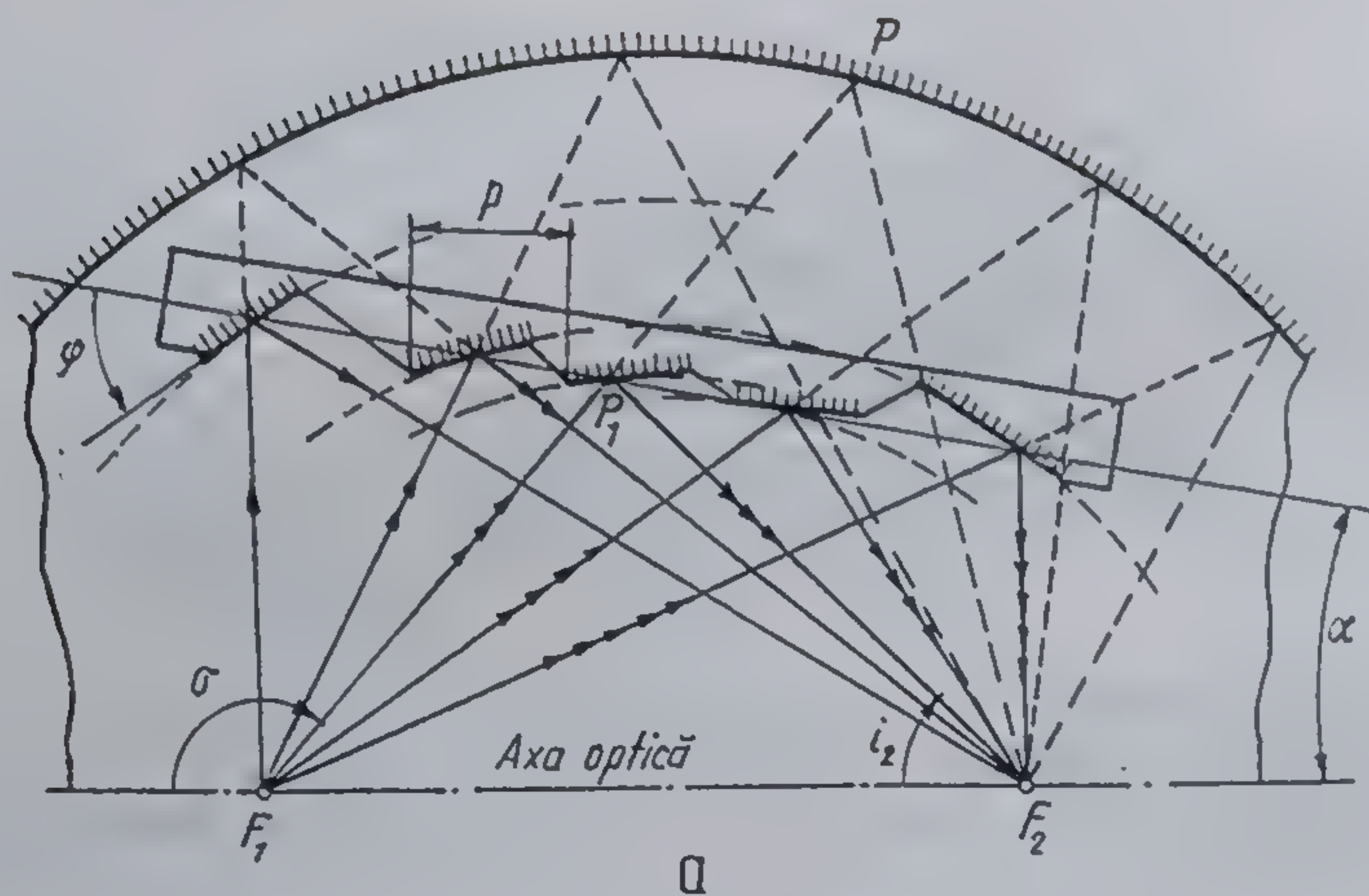


Fig. 4.17. Oglinda Fresnel oblică:
a — construcția; b — schema de calcul.

4.1.14. Oglinzi pentru lasere

Un rezonator laser este alcătuit dintr-un mediu activ situat între un element divizor (plan sau concav) și unul reflector (plan ori concav), ambele elemente fiind caracterizate prin mare precizie de formă și de poziție (fig. 4.18).

Cele două elemente plane (fig. 4.18, a) pot fi chiar capetele unei bare de rubin cu diametrul d și lungimea $L = k\lambda/2n$, în care $k = 10^6 \dots 10^7$ este un număr întreg și n — indicele de reflecție al mediului activ (rubin).

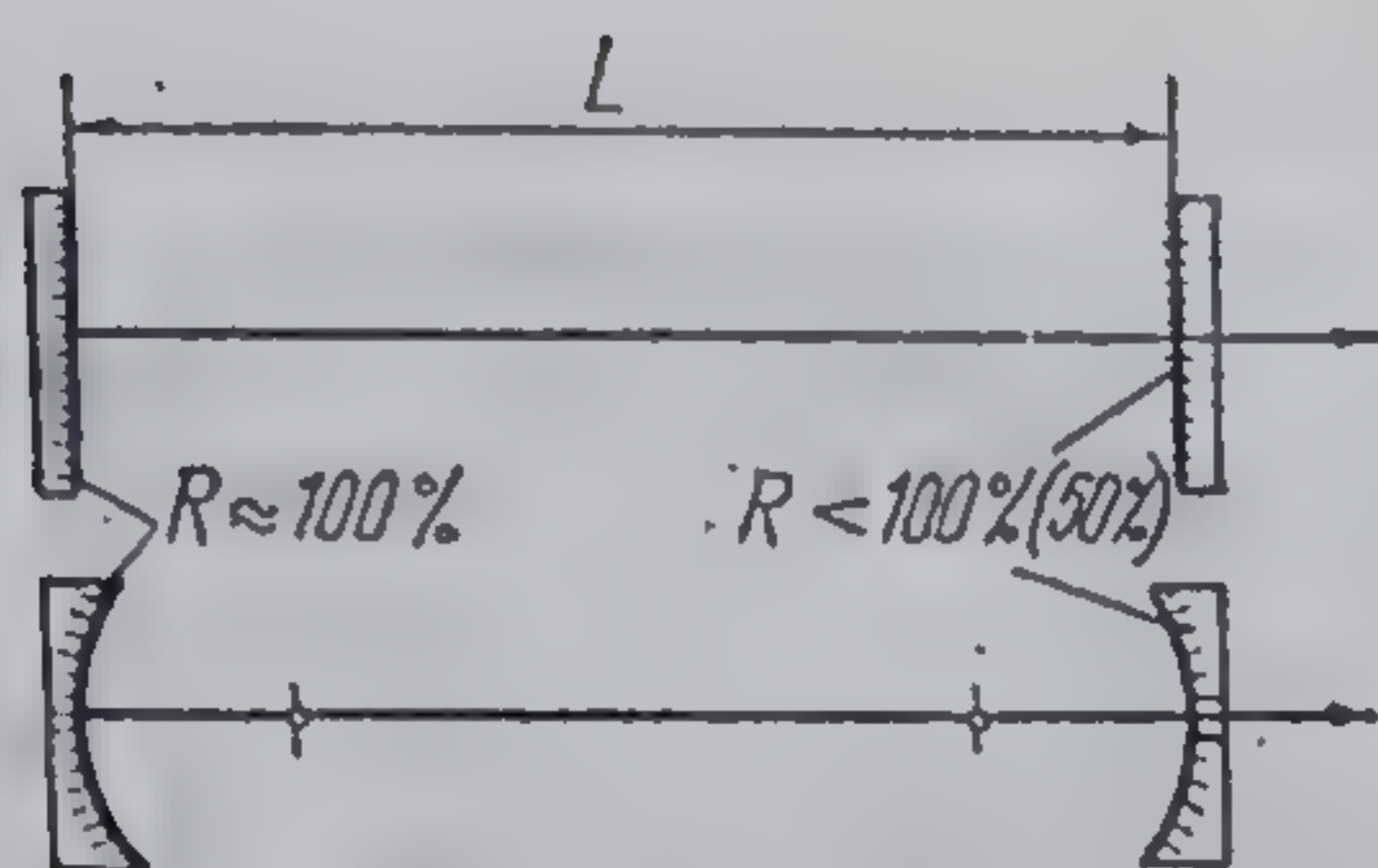


Fig. 4.18. Oglinzi rezonatoare laser.

Suprafețele sferice se execută pe suporturi din oțel inoxidabil cu abaterea $< \lambda/20 \mu\text{m}$, după care se acoperă cu un strat de aur. Ajustarea celor două oglinzi se efectuează cu șuruburi și silfoane.

Pentru a se evita pierderea de radiații prin difracție lungimea rezonatorului $L \ll d^2/\lambda$, în care d este diametrul oglinzii.

La rezonatorul din rubin trebuie ca axa cristalului să fie înclinată cu $60^\circ \dots 90^\circ$ față de axa rezonatorului, pentru ca radiația emisă să fie polarizată liniar.

Suprafețele plane trebuie să aibă abaterea de la planitate $A_{p1} = \lambda/20 \dots \lambda/100 \mu\text{m}$. Paralelismul suprafețelor reflectante $A_p = 20'' \dots 1''$ și se ajustează cu șuruburi și silfoane.

Pentru a mări factorul de reflexie al oglinzii plane suprafața reflectantă se realizează din $N = \text{par}$ straturi subțiri (cu grosimea $\lambda/4$) succesive cu indicii de refracție n' și respectiv n'' , depuse prin vaporizare în vid pe o placă de bază cu indicele de refracție n_0 (fig. 4.19). Factorul de reflexie R_N , la incidență normală, într-un mediu cu indicele de refracție n_k este dat de relația $R_N = [(n_0 f - n_k)/(n_0 f + n_k)]^2$, în care $f = (n'/n'')^N$. Dacă numărul straturilor este impar, $R_{N+1} = [(f \cdot n'^2 - n_0 \cdot n_k)/(f \cdot n''^2 + n_0 \cdot n_k)]^2$.

Pentru domeniul vizibil sînt necesare $N = 10 \dots 20$ straturi de grosime $\lambda/4$ pentru a se realiza $R = 99\%$. Pentru domeniul infraroșu, depunînd 4–5 straturi succesive de $\text{Ge O}_2/\text{MgF}_2$ se obține $R = 99,5\%$.

În fig. 4.20 se observă că factorul de reflexie R depinde de lungimea de undă λ .

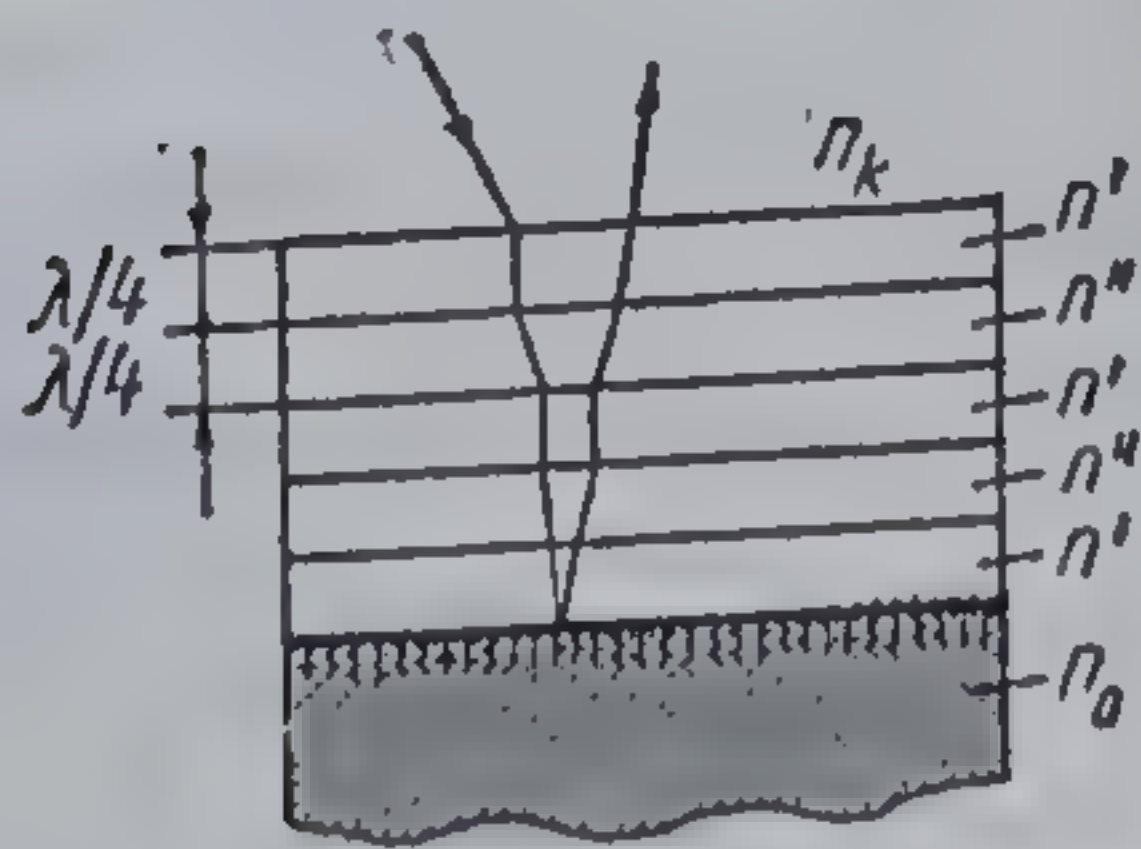


Fig. 4.19. Oglinda cu straturi subțiri multiple cu factor de reflexie mare.

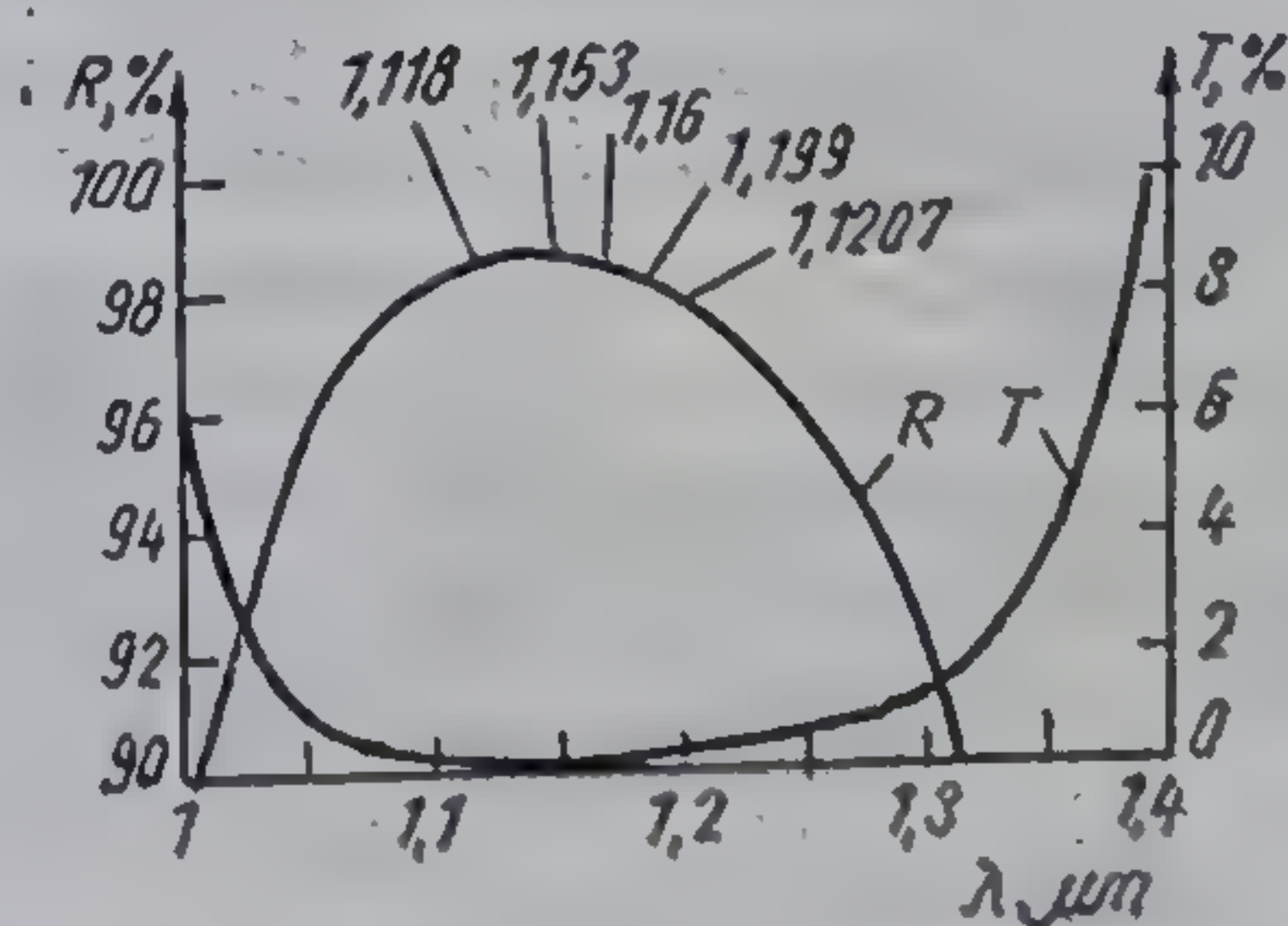


Fig. 4.20. Oglinda dielectrică.

4.1.15. Materialele pentru oglinzi

Corpul oglinzii poate fi realizat din diferite materiale: sticlă, cuarț, materiale plastice, metale. Materialele transparente pot fi acoperite atât pe suprafața anterioară cât și pe cea posterioară. Cele plastice se metalizează prin pulverizare, galvanic sau prin vaporizare în vid. Suportii metalici pot fi optic-polisați ($R_{max} \approx 0,015 \mu\text{m}$) și apoi acoperiți cu lacuri sau cu metale nobile. Metalele trebuie să nu se oxideze. Oglinzi de bună calitate s-au obținut din alamă, duraluminu, nichel ș.a. Pentru oglinzi mari de telescoape s-au folosit aliajele: 66,7% Cupru + 22,2% Zinc + 11,1% Arsen și 68,2% Cupru + 31,8% zinc. În ultimii ani s-a folosit pentru telescoape sticla Zerodur, cu coeficientul de dilatare practic nul (v. cap. 2).

Pentru acoperiri pe cale chimică și pulverizare în vid se pot folosi următoarele metale:

a. *Argintul*. Se depune galvanic sau chimic și se protejează cu lac sau cu oxid de siliciu. Se dizolvă în acid azotic. Reflectă excepțional în vizibil $R = 98\%$ și slab în ultraviolet ($R = 3\%$). Caracteristici: densitatea $\rho = 10,49 \text{ g/cm}^3$; temperatura de topire $T = 960,5^\circ\text{C}$; factorul de reflexie $R = 98\%$; duritatea Vickers $HV = 26 - 27 \text{ kgf/mm}^2$. La temperatura de $779,4^\circ\text{C}$ dizolvă 8,8% Cu.

b. *Aurul*. Reflectă bine radiațiile infraroșii. În straturi subțiri are culoarea verde. Se depune prin vaporizare în vid sau pulverizare catodică. Aurul curat are 99,99% Au, dar este moale: $HV = 25 \text{ kgf/mm}^2$. Se dizolvă în acid azotic (HNO_3) concentrat. Se aliază cu cuprul. Calitatea aurului se exprimă în Karate; 1 Karat conține 1/24 părți aur. Aurul cu 24 Karate se consideră fin.

Exemple de aliaje de Au: $1000 \text{ g} = 24 \text{ Karate} \triangleq 100\% \text{ Au}$; $750 \text{ g} = 18 \text{ Karate} \triangleq 75\% \text{ Au}$; $585 \text{ g} = 14 \text{ Karate} \triangleq 58,5\% \text{ Au}$; $333 \text{ g} = 8 \text{ Karate} \triangleq 33,3\% \text{ Au}$.

Caracteristici: $\rho = 19,32 \text{ g/cm}^3$; $T = 1063^\circ\text{C}$;

c. *Platina (Pt)*. Se depune prin vaporizare în vid sau prin pulverizare catodică. Piese se folosesc ca filtre și la analiza spectrală. Caracteristici: $\rho = 21,45 \text{ g/cm}^3$; $T = 1773^\circ\text{C}$. Nu corodează nici la temperaturi înalte. Se dizolvă în apă regală. Se aliază cu Au, Ag, Cu, Ni, W etc.

d. *Rhodiul (Rh)*. Se pulverizează în arc electric. Se spală cu praf de zinc, cu acid clorhidric sau cu acid bromhidric. $HV = 125 \text{ kgf/mm}^2$; $R = 60\%$ (la $\lambda = 0,3 \mu\text{m}$); $\rho = 12,14 \text{ g/cm}^3$; $T = 1966^\circ\text{C}$. Se folosește pentru oglinzi și filtre. Se aliază cu Pt.

e. *Aluminiul (Al)*. Se vaporizează în vid pentru oglinzi și divizoare de fascicule care funcționează mai ales în ultraviolet. Prin oxidare în atmosferă se durifică stratul superficial, dar nu-și micșorează factorul de reflexie. Se dizolvă în amoniac, acid azotic și sodă caustică. Caracteristici pentru lumina naturală: $\rho = 2,7 \text{ g/cm}^3$; $R = 90\%$ pentru $i = 0$ și 76% pentru $i = 77^\circ$.

f. *Nichelul (Ni)*. Se depune galvanic sau prin vaporizare în vid. Reflectă bine radiațiile ultraviolete.

g. *Siliciul (Si)*. Se depune prin vaporizare în vid. Are factor de reflexie foarte mare în ultraviolet și infraroșu și mic în domeniul vizibil.

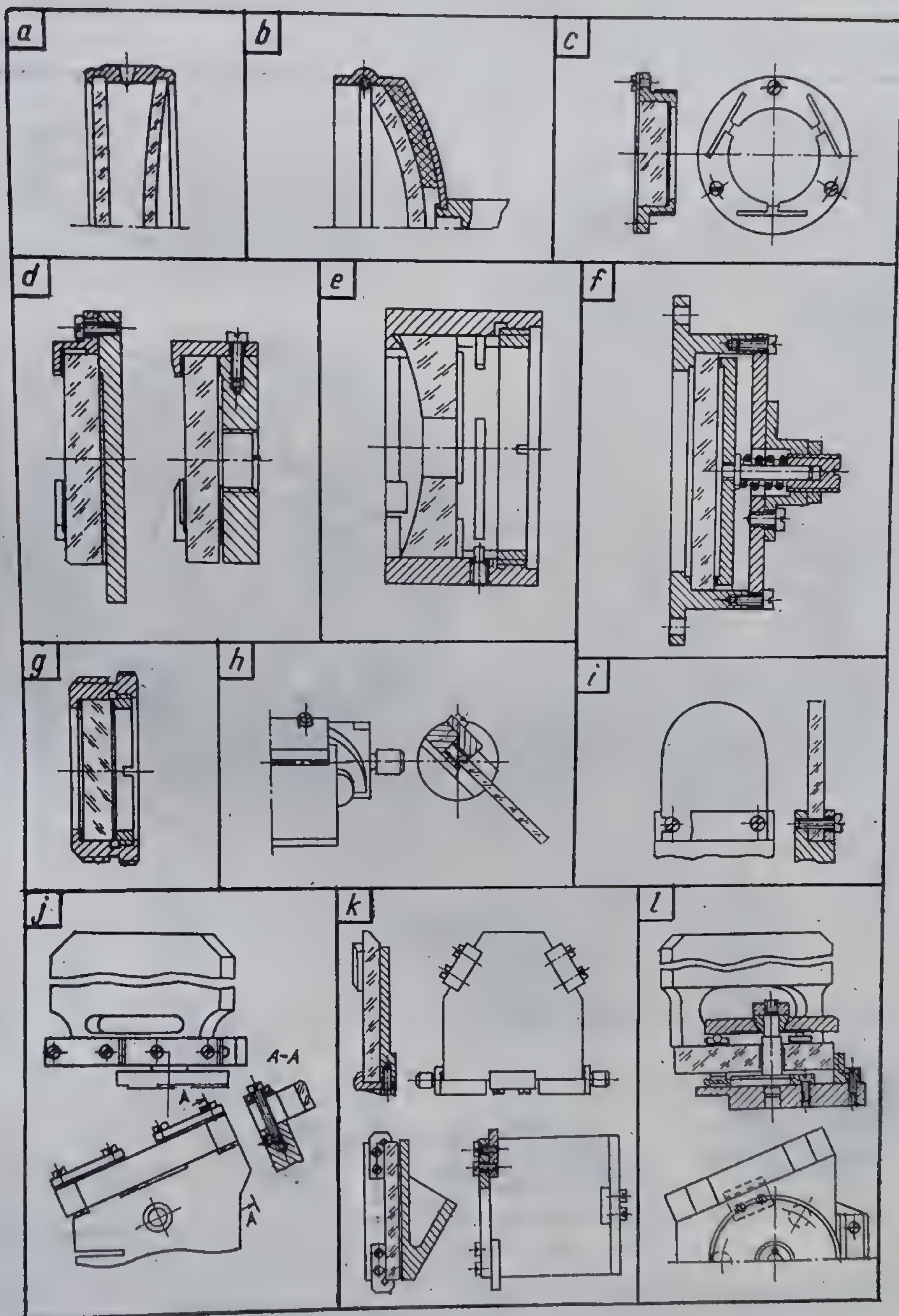


Fig. 4.21.

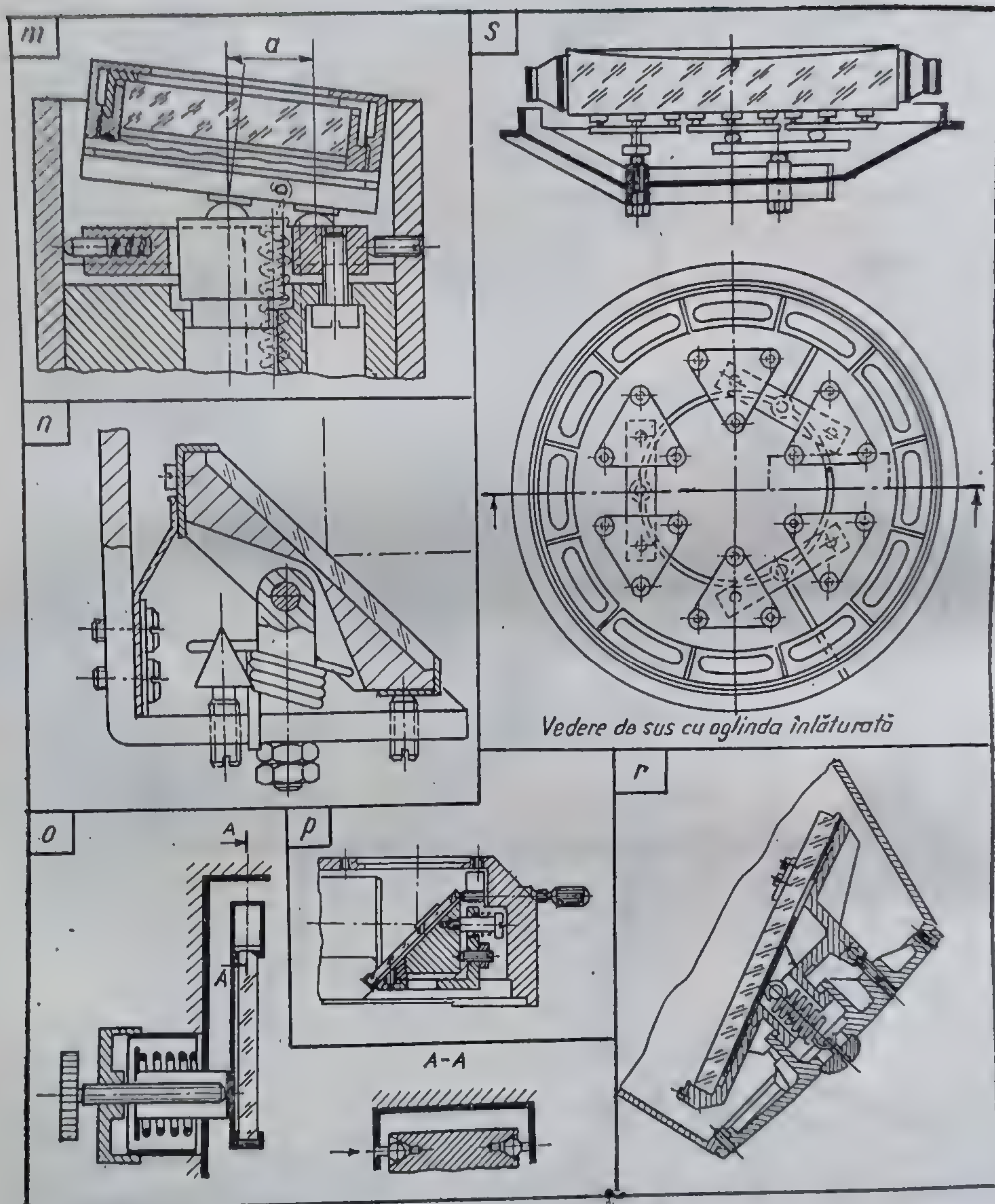


Fig. 4.21. Monturi pentru oglinzi.

4.1.16. Monturi pentru oglinzi

Oglinzile se fixează prin sertizare (fig. 4.21, a), prin lipire, cu inele elastice (fig. 4.21, b), cu șaibă elastică (fig. 4.21, c), cu colțari (fig. 4.21, d), cu inele filetate (fig. 4.21, e, g).

Între oglinzi și monturi se introduc folii de staniol, sau de plută, pentru evitarea tensionării.

Oglinzile cu dimensiuni mari, se sprijină pe mai multe elemente situate pe cercuri concentrice (fig. 4.21, s).

Deoarece oglinzile plane sînt sisteme de amplificare, poziționarea lor trebuie efectuată extrem de precis. De aceea, sînt avantajoase monturile prevăzute cu elemente de ajustare și de blocare (fig. 4.21, m, ..., r).

4.2. Lama plan-paralele

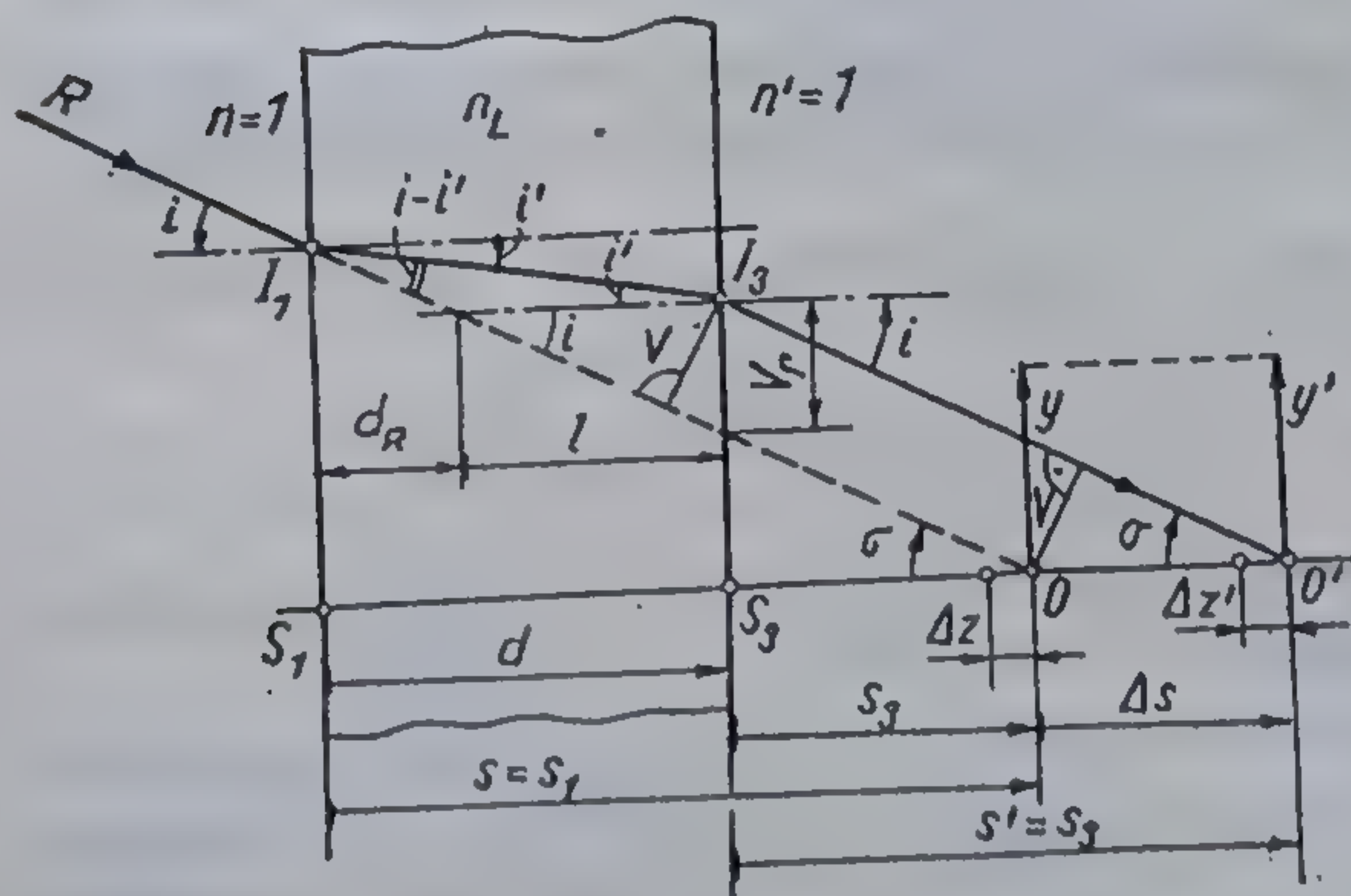
Acțiunea unei lame plan-paralele din sticlă optică (fig. 4.22) prezintă un interes deosebit, deoarece aceasta poate fi întâlnită în construcția aparatelor optice cu diferite roluri funcționale. Astfel, lama poate fi: de protecție, filtru, geam mat, oglindă plană, reticul, riglă, prismă, divizor fizic, element de deplasare în construcția interpolatoarelor, lame de compensare a drumurilor optice etc.

Lama produce deplasări liniare și introduce aberații cromatice, de sfericitate, astigmatism și coma. De asemenea, lama plan-paralelă introduce pierderi prin reflexie, care cresc cu creșterea unghiului de incidență.

Pentru eliminarea acestor neajunsuri, lama plan-paralelă (și piesele menționate mai sus) trebuie să fie străbătute numai de fascicule paralele (telecentrice).

$$\text{Relații de calcul: } f' = -\bar{f} = \infty; s' = s \frac{n}{n'} - d \frac{n'}{n_L};$$

$$\Delta's = \frac{n' - n}{n} s + \frac{n_L - n'}{n_L} \cdot d; \alpha = \Delta z' / \Delta z = n' / n; \beta' = y' / y = 1;$$



$$\gamma = \sigma' / \sigma = n / n' = 1 / \alpha;$$

$$\beta' \gamma = n / n';$$

$$V = d \sin(i - i') / \cos i';$$

$$\Delta s' = d(1 - \cos i \sin i') / \sin i \cos i';$$

$$V_r = \Delta s' \tan i = d(\tan i - \tan i');$$

$$\text{Pentru domeniul paraxial} \\ \Delta s' = \Delta s'_0 = d(n_L - 1) / n_L.$$

(4.5)

Fig. 4.22. Lama plan-paralelă.

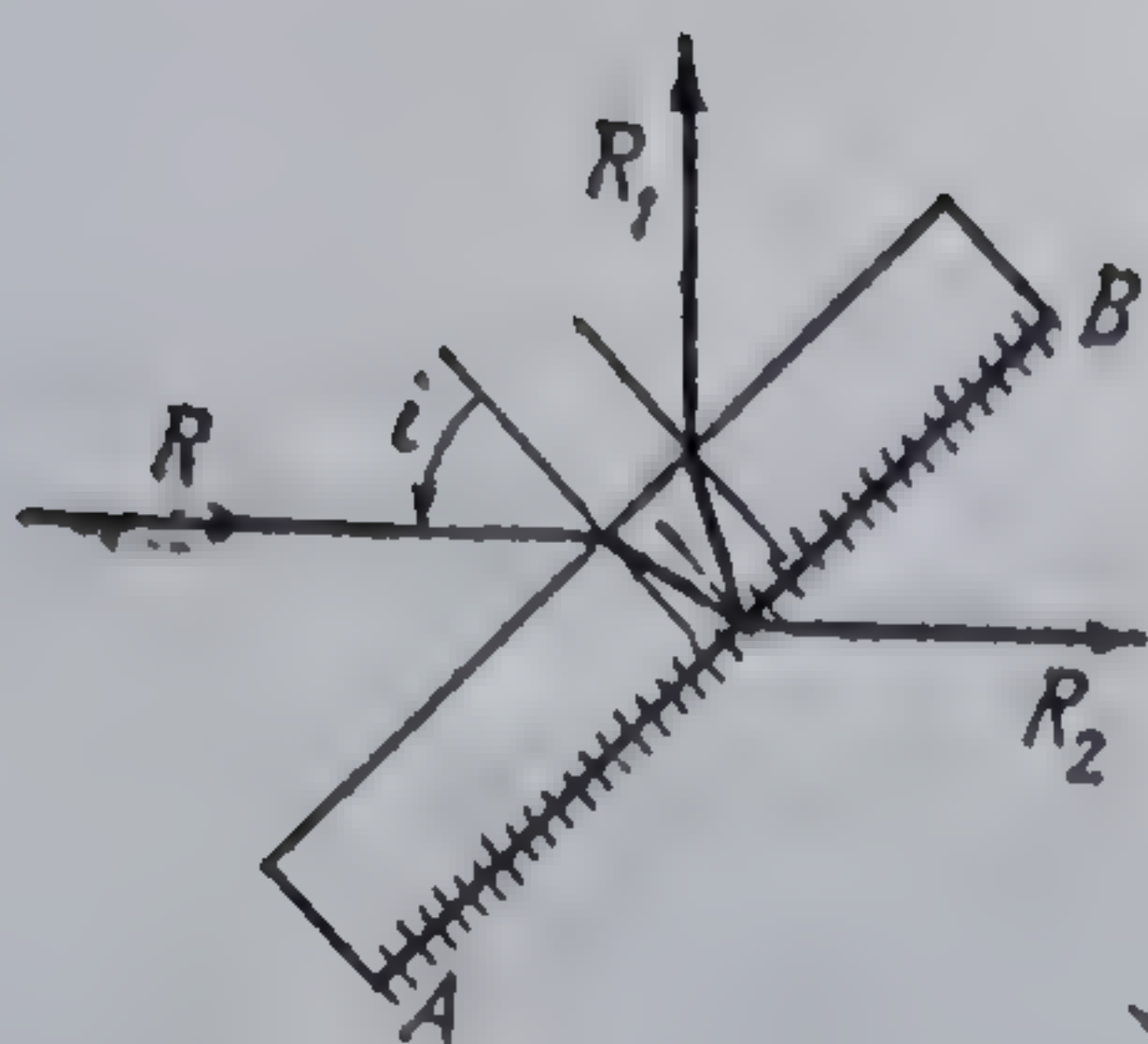


Fig. 4.23. Lama divizoare.

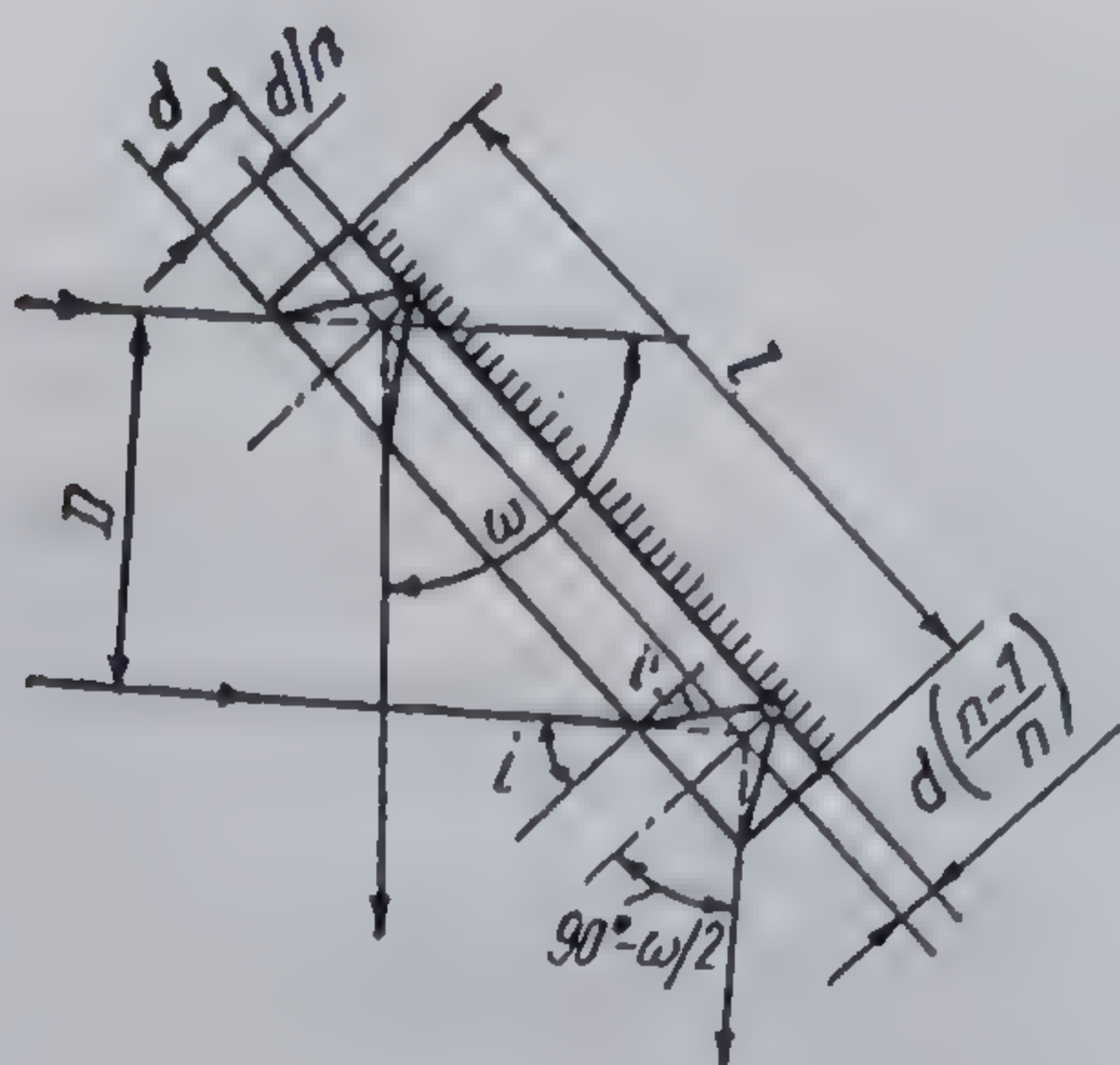


Fig. 4.24. Oglinda plană cu strat reflectant posterior.

4.3. Lame divizoare

Orice lamă plan-paralelă este un divizor, deoarece pe suprafețele lamei au loc reflexii, funcție de unghiul de incidență i . În aparatele și instalațiile optice se folosesc totuși lame care divid fluxul luminos incident în două părți (egale sau neegale), datorită faptului că pe una din suprafețe se depune un strat metalic (prin vaporizare în vid) reflectant. Ca urmare, un anumit procentaj din fluxul incident este reflectat, iar restul trece practic nedeviat prin lamă.

În fig. 4.23 se observă că pe suprafața divizoare, în I , are loc divizarea fizică a fasciculului R în două fascicule coerente R_1 și R_2 care, reunite în anumite condiții, pot interfera (v. § 6.10).

4.4. Oglinda cu suprafața reflectantă posterioară

În fig. 4.24 este reprezentată acțiunea unei oglinzi realizată dintr-o lamă transparentă (sticlă) pe spatele căreia s-a depus un strat metalic reflectant.

Se pot scrie următoarele relații: $i = 90^\circ - \omega/2$; $n \sin i' = \sin i = \frac{1}{n} \cos \frac{\omega}{2}$;

$l = D/\sin \omega/2 + 2d \cos \frac{\omega}{2} \sqrt{n^2 - \cos^2 \frac{\omega}{2}} \approx D/\sin \frac{\omega}{2} + 2d/n \operatorname{tg} \frac{\omega}{2}$; $d > l(1,5 \dots 1,7)$ pentru interferometre; $d > l(1/8 \dots 1/10)$, pentru aparate de măsurare; $d > l(1/15 \dots 1/20)$, pentru alte situații.

Un mare neajuns al acestor oglinzi constă în aceea că, pe lângă imaginea principală O' (fig. 4.25, a), apar și imagini secundare O'_1 , O'_2 etc. De aceea, se recomandă ca suprafața posterioară (reflectantă) să fie înclinată cu unghiul σ față de suprafața anterioară (fig. 4.25, b):

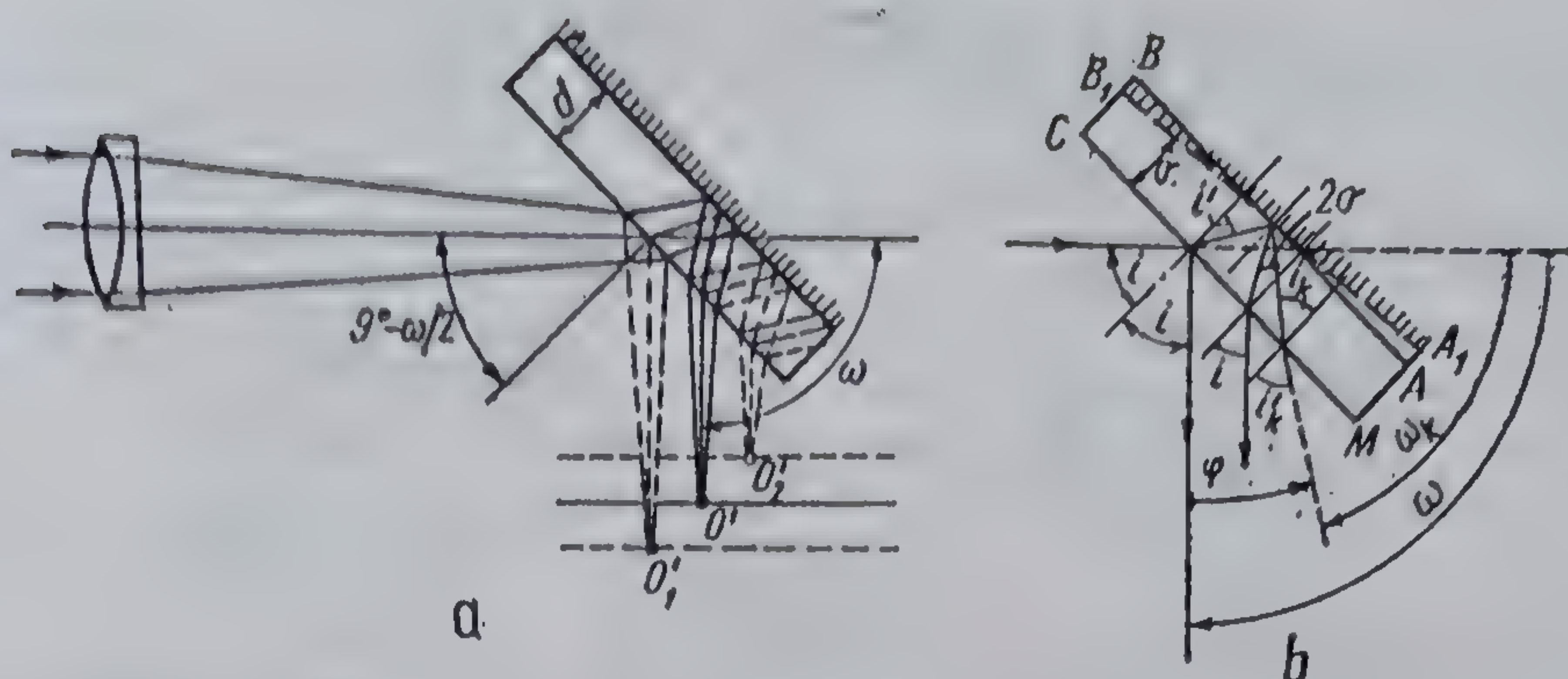


Fig. 4.25. Imagini multiple în oglinda cu strat reflectant posterior.

Se pot deduce următoarele relații:

$$\varphi = \omega_k - \omega; \sin i = n \sin i'; i_k = i' + 2\sigma,$$

$$\sin i'_k = n \sin i_k; \varphi = i'_k - i'; 2\sigma = \Delta i'; \varphi = \Delta i;$$

$$\Delta i = n \Delta i' \cos i' / \cos i; \varphi = 2n \sigma \cos i' / \cos i = 2\sigma \sqrt{n^2 - \sin^2 i} / \cos i.$$

$$\varphi = \psi' / \Gamma = 60'' / \Gamma \text{ (acuitatea vizuală).}$$

4.5. Rigle etalon și reticule

Instituțiile metrologice din țara noastră dispun de următoarele rigle etalon:

4.5.1. Metrul prototip național nr. 6C.

Metrul prototip național reprezintă o riglă cu 87,7% platină, 9,4% iridiu și 2,9% impurități metalice; are lungimea de 1 020 mm și secțiunea transversală în formă de X înscrisă într-un pătrat cu latura de 20 mm. Pe suprafața optic-polisată, situată în planul fibrei neutre a riglei, este trasată o scară cu patru repere principale transversale A, M, B, B' (fig. 4.26) care materia-

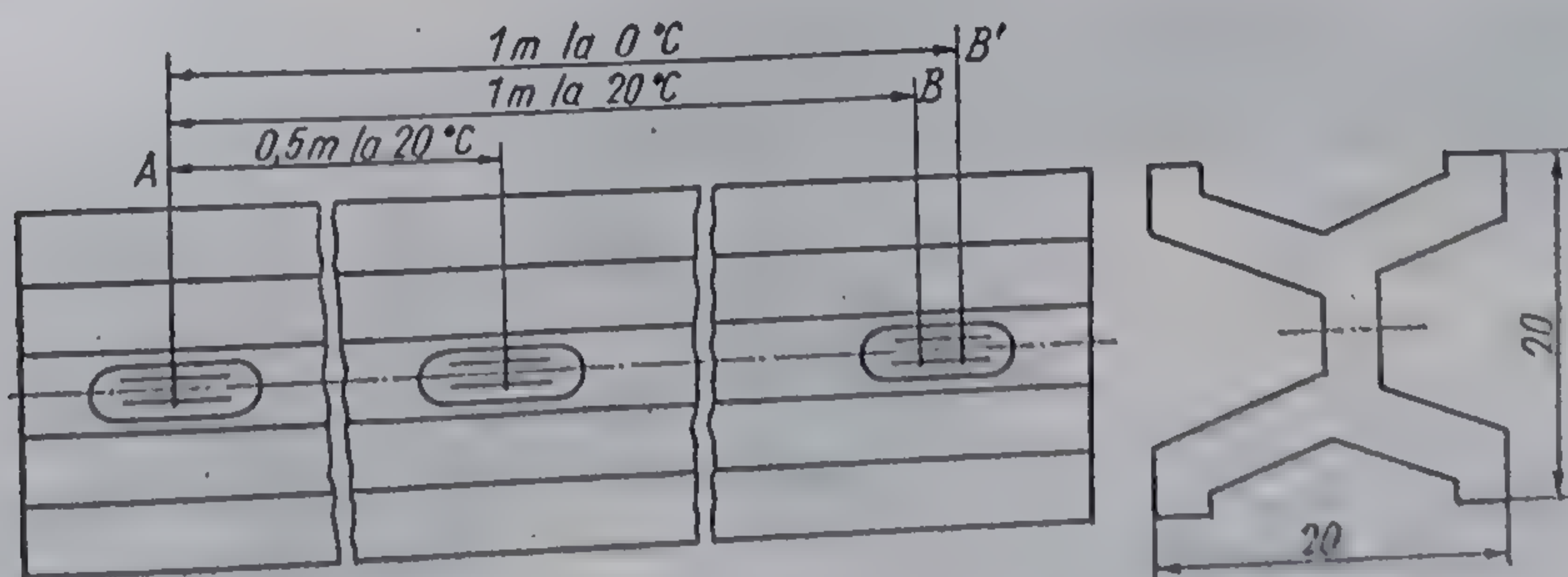


Fig. 4.26. Metrul prototip național nr. 6C.

lizează valorile: 0,500 și 1000 mm la 20°C și respectiv 1000 mm la 0°C. Pe riglă mai sînt trasate două repere longitudinale care delimitează porțiunile active ale reperelor principale.

Riglă 6C a fost atribuită României prin tragere la sorți în anul 1893 de către Comitetul internațional de măsuri și greutate. La ultima etalonare din 1965, efectuată de BIPM din Franța, prin comparare cu radiația etalon K^{86} , au fost stabilite următoarele valori efective între repere: a) la 20°C: $AB = 1\text{ m} + 1,43\text{ }\mu\text{m}$; $AM = 0,5\text{ m} + 0,66\text{ }\mu\text{m}$; $BB' = 172,74\text{ }\mu\text{m}$; b) la 0°C: $AB' = 1\text{ m} + 1,47\text{ }\mu\text{m}$.

4.5.2. Rigla D, nr. 4.

Este o riglă gradată din oțel cu 36% Ni, cu secțiunea transversală dreptunghiulară $21 \times 6\text{ mm}$ și $l = 149\text{ mm}$, etalonată de BIPM prin metoda interferențială absolută (comparator interferențial cu două microscopice foto-electrice). Această riglă (fig. 4.27) a fost executată de firma SIP din Geneva și redivizată în anul 1965 pe lungimea de 100 mm, din mm în mm, de la -1 mm la 101 mm. De la -1 la 0 și de la 100 la 101 mm rigla este divizată în zecimi de mm.

4.5.3. Rigla H, nr. 46.

Este o riglă etalon secundar de ordinul I cu lungimea de 1 m, realizată din oțel cu 44% Ni, avînd secțiunea în formă de H, înscrisă într-un pătrat cu latura de 22,5 mm (fig. 4.28). Lungimea totală este de 1030 mm. Pe suprafața optic polisată este trasată o scară milimetrică de la -1 mm la 1001 mm. Diviziunile extreme de 1 mm sînt divizate în zecimi de mm. Rigla are trasate două repere longitudinale la distanța 0,2 mm. Reperele au fost trasate pentru temperaturi de referință de 0°C. La 20°C reperele prezintă abateri. Astfel, la 1 mm, abaterea este de $156,7\text{ }\mu\text{m}$ (etalonarea din 1966).

Riglă H se etalonează prin comparare cu riglele X și D, prin metoda M4 (v. STAS 10071/1-78).

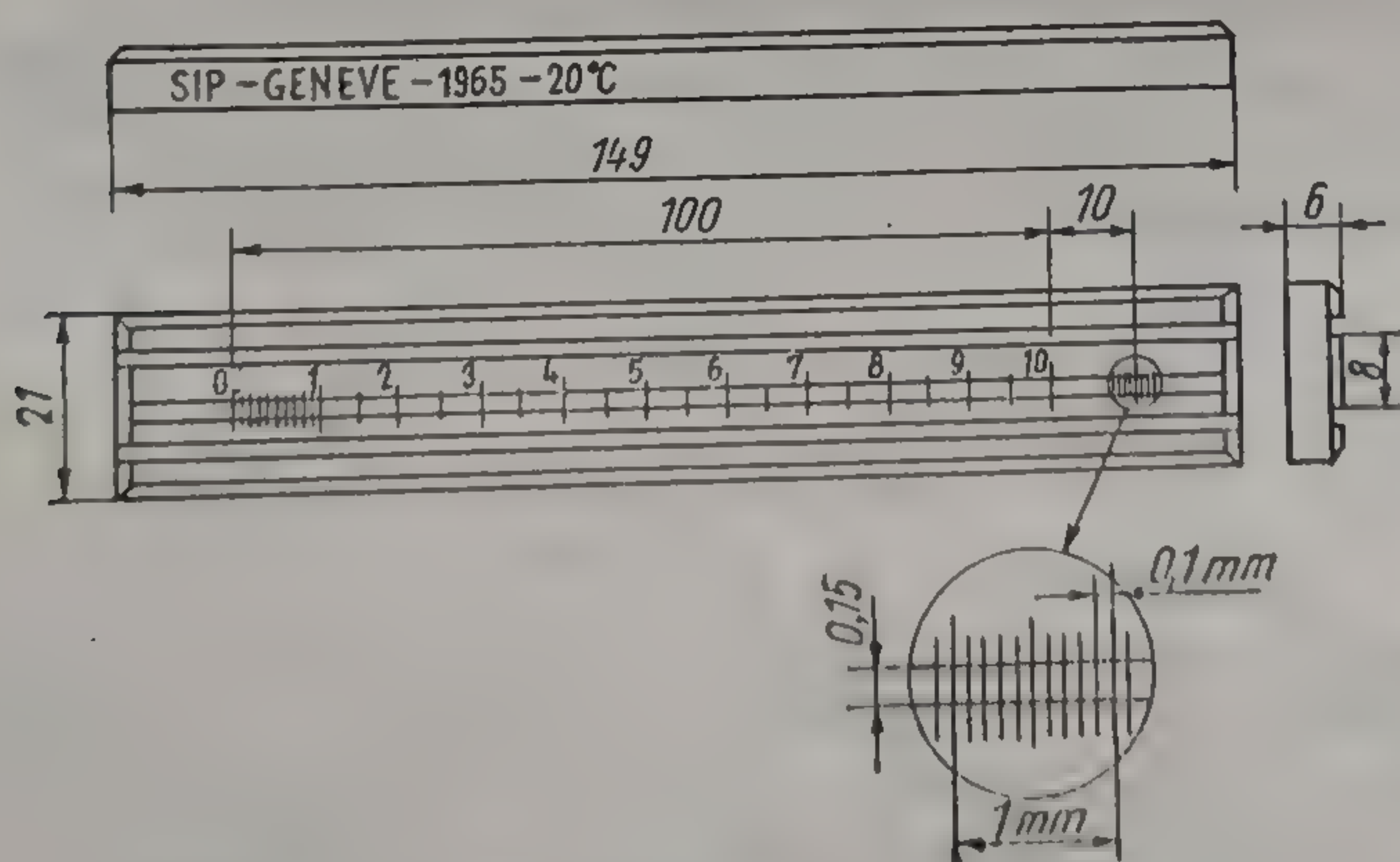


Fig. 4.27. Rigla D nr. 4.

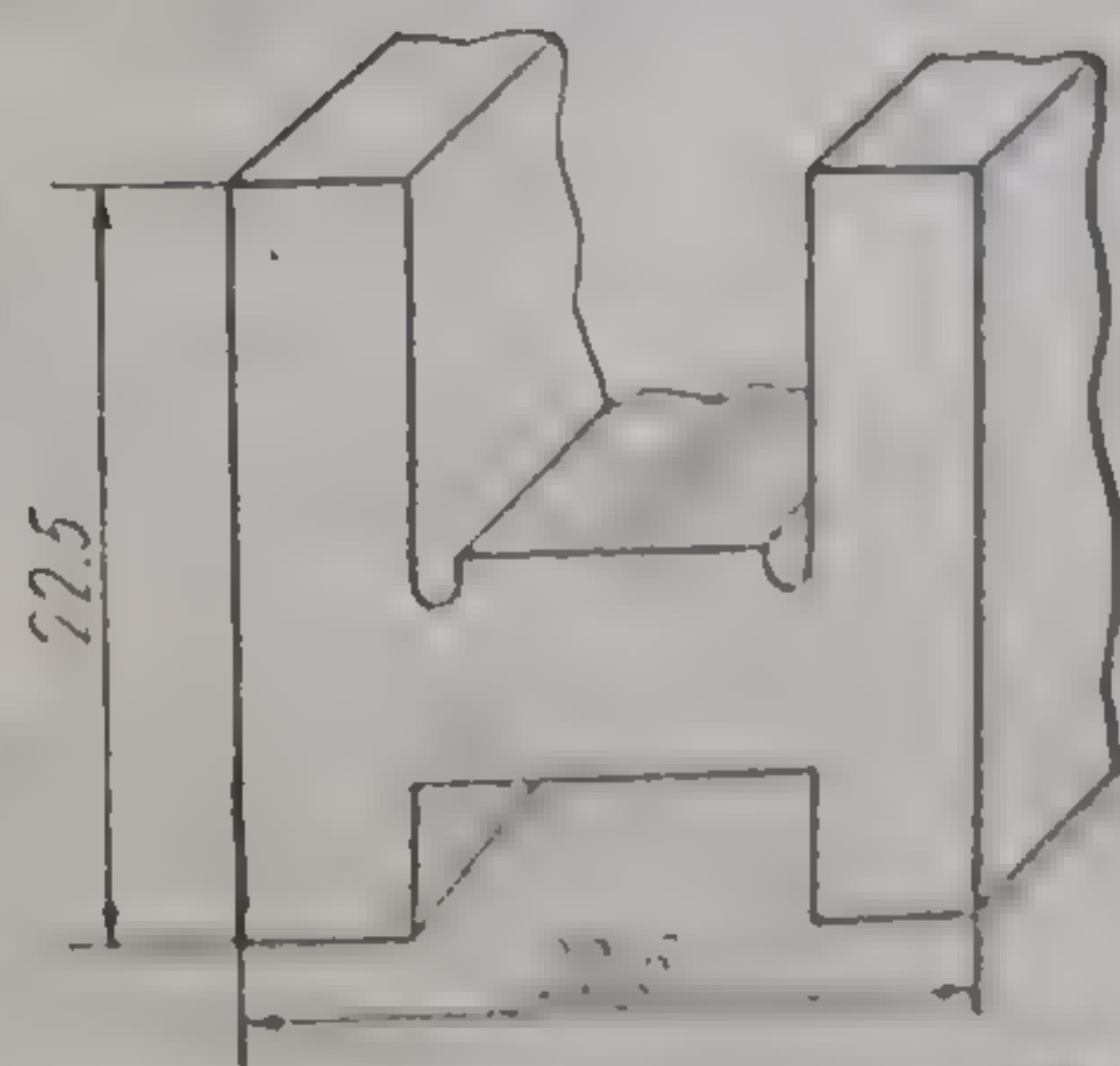


Fig. 4.28. Metrul etalon secundar de ordinul I-Riglă H 46.

lizează valorile: 0,500 și 1000 mm la 20°C și respectiv 1000 mm la 0°C. Pe riglă mai sînt trasate două repere longitudinale care delimitează porțiunile active ale reperelor principale.

Rigla 6C a fost atribuită României prin tragere la sorti în anul 1893 de către Comitetul internațional de măsuri și greutate. La ultima etalonare din 1965, efectuată de BIPM din Franța, prin comparare cu radiația etalon K^{86} , au fost stabilite următoarele valori efective între repere: a) la 20°C: $AB = 1\text{ m} + 1,43\text{ }\mu\text{m}$; $AM = 0,5\text{ m} + 0,66\text{ }\mu\text{m}$; $BB' = 172,74\text{ }\mu\text{m}$; b) la 0°C: $AB' = 1\text{ m} + 1,47\text{ }\mu\text{m}$.

4.5.2. Rigla D, nr. 4.

Este o riglă gradată din oțel cu 36% Ni, cu secțiunea transversală dreptunghiulară $21 \times 6\text{ mm}$ și $l = 149\text{ mm}$, etalonată de BIPM prin metoda interferențială absolută (comparator interferențial cu două microscopie foto-electrice). Această riglă (fig. 4.27) a fost executată de firma SIP din Geneva și redivizată în anul 1965 pe lungimea de 100 mm, din mm în mm, de la -1 mm la 101 mm. De la -1 la 0 și de la 100 la 101 mm rigla este divizată în zecimi de mm.

4.5.3. Rigla H, nr. 46.

Este o riglă etalon secundar de ordinul I cu lungimea de 1 m, realizată din oțel cu 44% Ni, avînd secțiunea în formă de H, înscrisă într-un pătrat cu latura de 22,5 mm (fig. 4.28). Lungimea totală este de 1030 mm. Pe suprafața optic polisată este trasată o scară milimetrică de la -1 mm la 1001 mm. Diviziunile extreme de 1 mm sînt divizate în zecimi de mm. Rigla are trasate două repere longitudinale la distanța 0,2 mm. Reperele au fost trasate pentru temperaturi de referință de 0°C. La 20°C reperele prezintă abateri. Astfel, la 1 mm, abaterea este de $156,7\text{ }\mu\text{m}$ (etalonarea din 1966).

Rigla H se etalonează prin comparare cu riglele X și D, prin metoda M4 (v. STAS 10071/1-78).

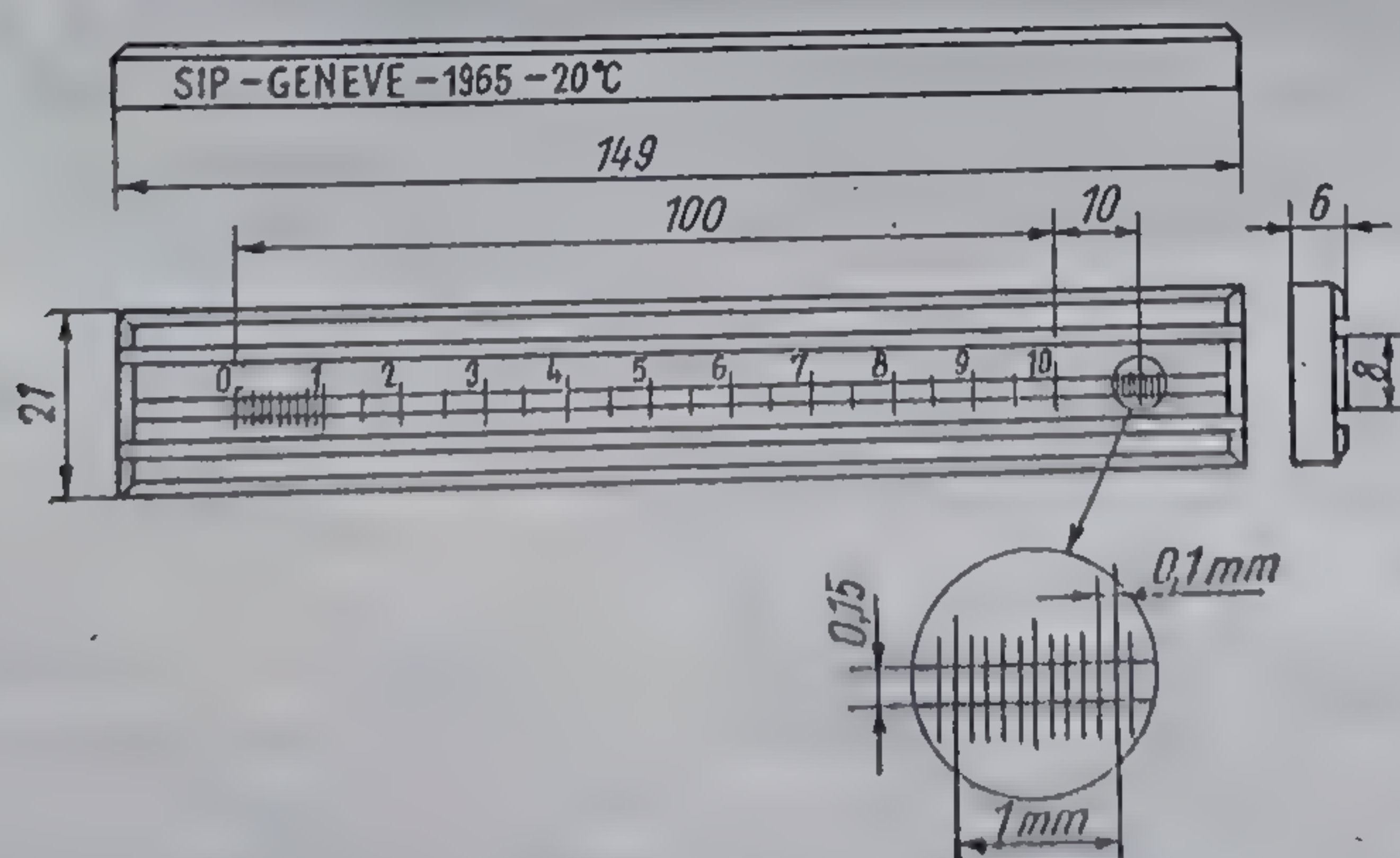


Fig. 4.27. Rigla D nr. 4.

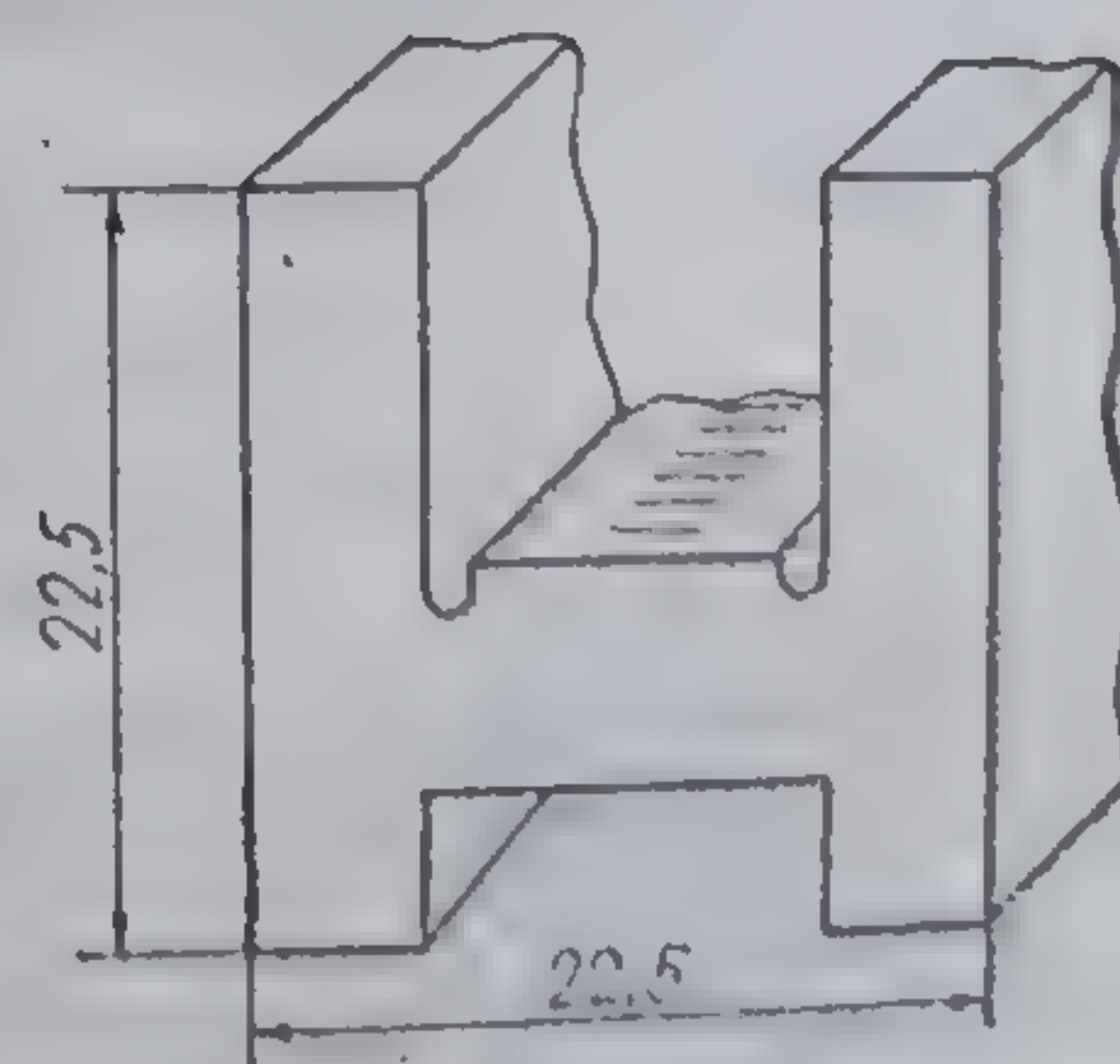


Fig. 4.28. Metrul etalon secundar de ordinul I-Rigla H 46.

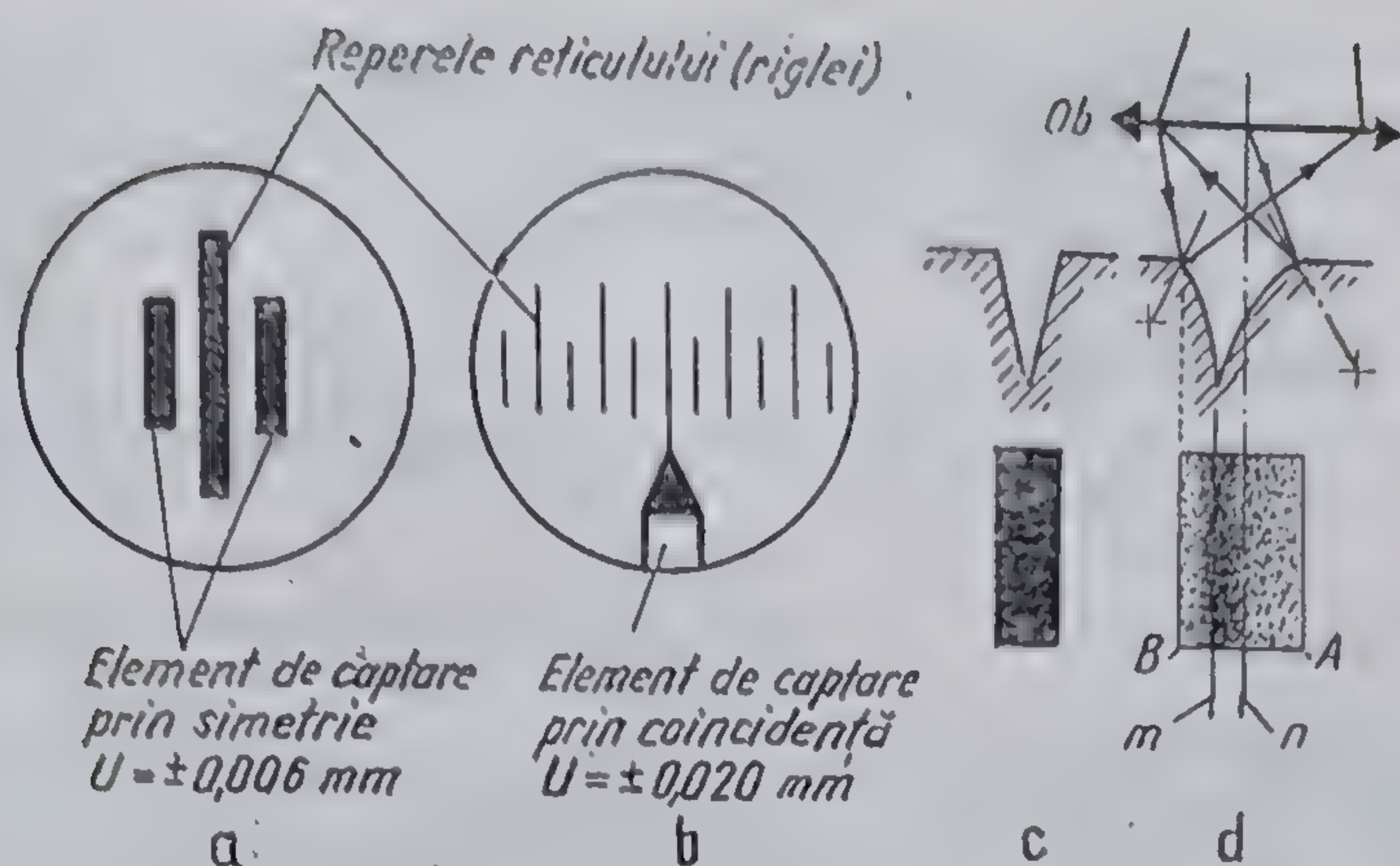


Fig. 4.29. Imprecizia de captare a unui reper de pe riglă.

Riglele etalon lungi se sprijină în punctele Bessel și se fixează în monturi speciale, prevăzute cu elemente de ajustare a poziției (v. fig. 4.34).

Riglele lungi în formă de X sau H se execută cu mari dificultăți și sînt scumpe.

Se recomandă captarea prin simetrie (fig. 4.29, a), deoarece aceasta asigură o imprecizie (incertitudine) u mai mică decît cea obținută la captarea prin coincidență (fig. 4.29, b). Reperetele de pe riglă trebuie să fie perfect simetrice (fig. 4.29, c), fără raze de racordare (fig. 4.29, d) sau bavuri. Cînd razele de racordare sînt diferite, pata luminoasă (imaginea reperului) nu este simetrică față de axa microscopului (v. fig. 4.29, d) și apare o eroare sistematică pentru a cărei înlăturare trebuie să se repete măsurările cu elementul de captare rotit cu 180° , după care se consideră media valorilor (soluția lui Volet). Poziționarea unui reper este mai precisă în cazul observării binoculare, pe fond întunecat. Calculul reticulelor se dă pentru fiecare aparat.

Există numeroase rigle metalice și din sticlă cu secțiunea dreptunghiulară și cu diferite lungimi, încorporate în diferite mijloace de măsurare (mașini de măsurat în coordonate, comparatoare, microscopie de măsurare etc.) pentru care, laboratoare autorizate emit certificate de etalonare, dar acestea nu pot avea lungimi mari, pentru că se deformează, iar scara nu se află în planul fibrei neutre. O soluție avantajoasă este reprezentată în fig. 4.30, care reprezintă o riglă din sticlă, gravată pe suprafața de bază, la care scara

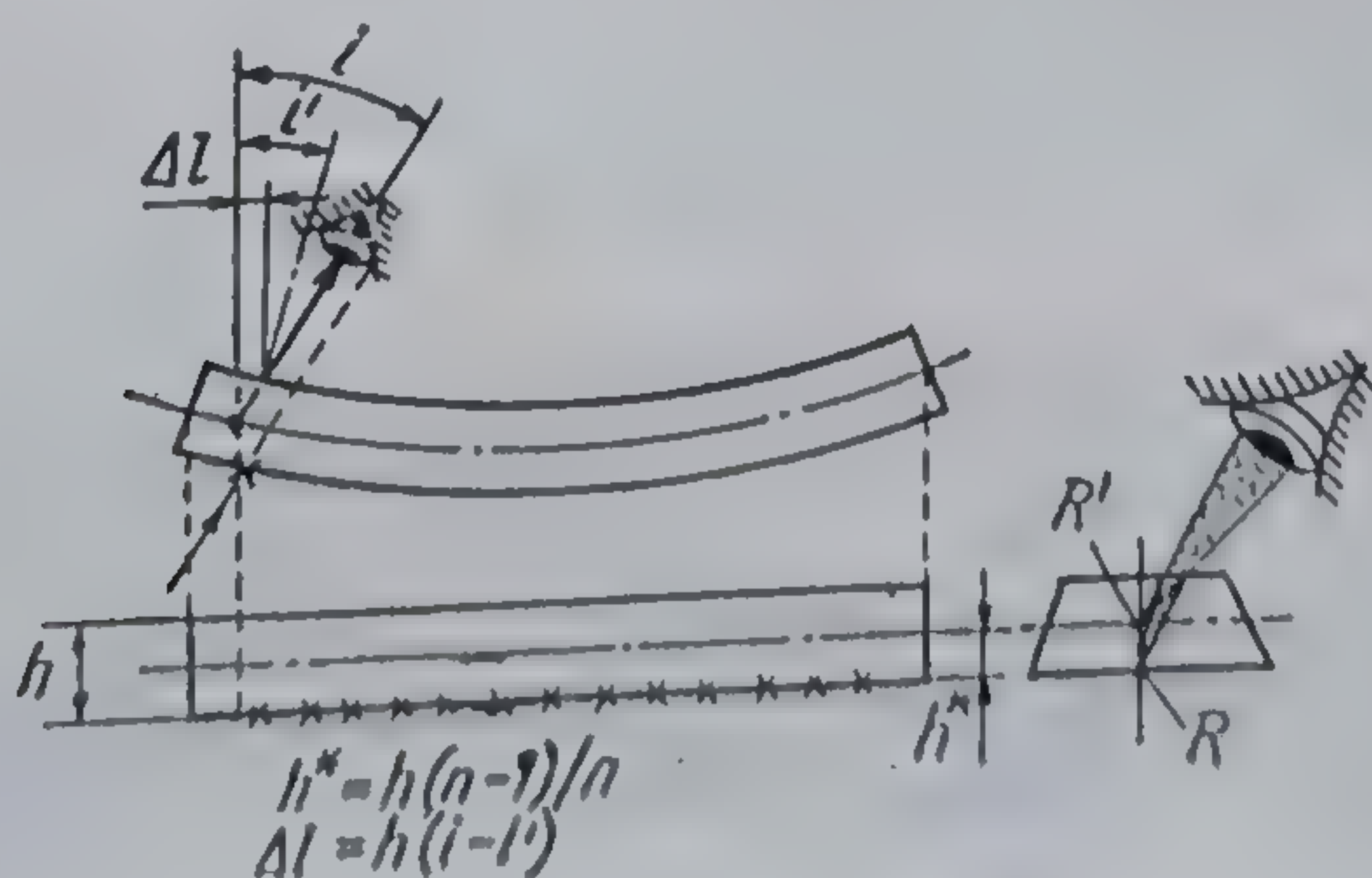


Fig. 4.30. Riglă cu scară virtuală în planul fibrei neutre.

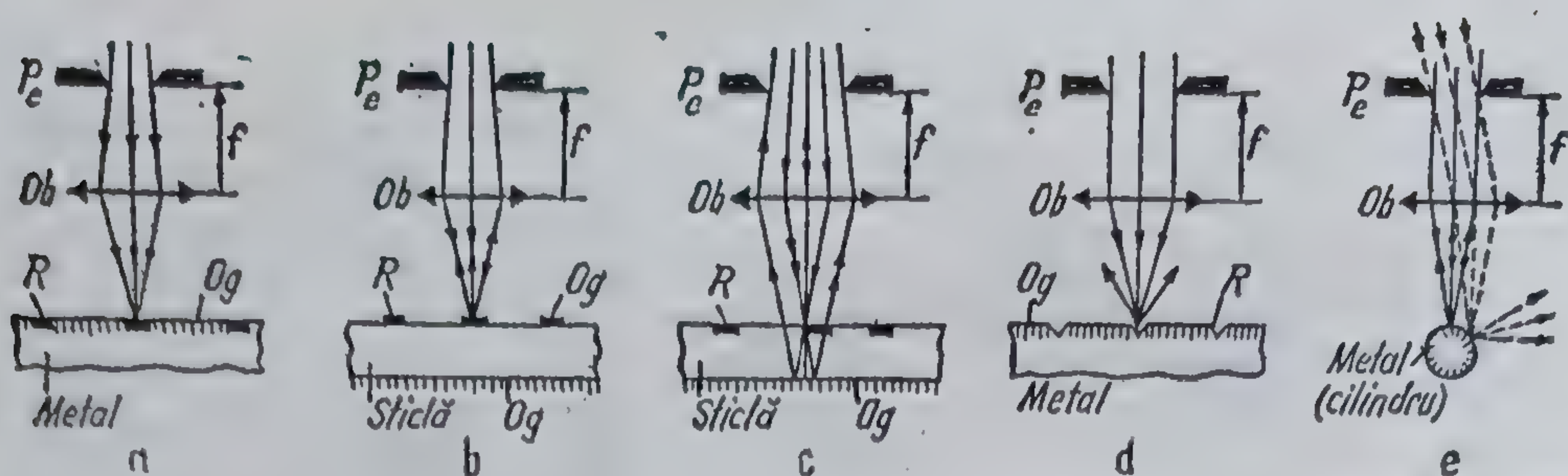


Fig. 4.31. Poziționarea riglelor cu microscopul fotoelectric prin metoda fantei oscilante.

este percepută în planul fibrei medii la distanța $h^* = h(n-1)/n$ față de bază (n este indicele de refracție).

Reperele scărilor gradate pot avea diferite dimensiuni și forme. Riglele de înaltă precizie au suprafețele optic polisate și sînt observate, de regulă, cu microscopae de poziționare obișnuite sau fotoelectrice.

La poziționarea riglelor cu microscopul se captează prin simetrie sau prin coincidență, un reper al riglei cu un element de captare (v. fig. 4.29) gravat pe reticulul situat în planul imaginii reale, suprapus cu planul focal obiect al ocularului.

La poziționarea riglelor cu microscopul fotoelectric, se proiectează real și telecentric o fantă oscilantă pe reperul riglei (fig. 4.31) sau în autoreflexie (fig. 4.32), în așa fel încît aceasta să nu depășească lățimea reperului. În caz contrar, fasciculul este modulat încă odată la marginea reperului și apar erori de măsurare. Obiectivul fiind telecentric, erorile de punere la punct nu influențează rezultatul măsurării.

Se deosebesc două situații: poziționarea reperelor și poziționarea muchiilor.

a. *Poziționarea reperelor.* În fig. 4.31, a, reperul R este absorbant și rigla reflectantă. La oscilarea imaginii fantei microscopului pe reperul R iau naștere impulsuri întunecate în flux luminos. În fig. 4.31 b, reperul R este reflectant și fondul absorbant; apar impulsuri luminoase. Rigla din fig. 4.31, c conține repere negre pe fond transparent. Pentru mărirea contrastului trebuie să se adauge o oglindă care să reflecte lumina exact pe lângă reperul negru. Dacă se depășește reperul iau naștere impulsuri întunecate. Așadar, fasciculul reflectat nu trebuie să fie nici obturat de reper sau de obiectiv, nici să fie modulat suplimentar de reper.

În fig. 4.31, d, la depășirea lățimii reperului, razele sînt reflectate în afara obiectivului și iau naștere impulsuri întunecoase. Cazul din fig. 4.31, e reprezintă inversul celui din fig. 4.21, d; diametrul cilindrului trebuie să fie mic față de amplitudinea oscilației imaginii fantei; iau naștere impulsuri luminoase.

b. *Poziționarea muchiilor.* La poziționarea muchiilor pot să apară nu numai impulsuri luminoase sau întunecoase, ci și impulsuri luminoase/întunecoase, adică impulsuri dreptunghiulare.

În fig. 4.32, a, imaginea fantei oscilante se formează în centrul de curbură al sferei și razele sînt reflectate pe același drum. Cînd se descentrează sfera, imaginea virtuală se deplasează în sens contrar cu viteză dublă; iau naștere impulsuri întunecate.

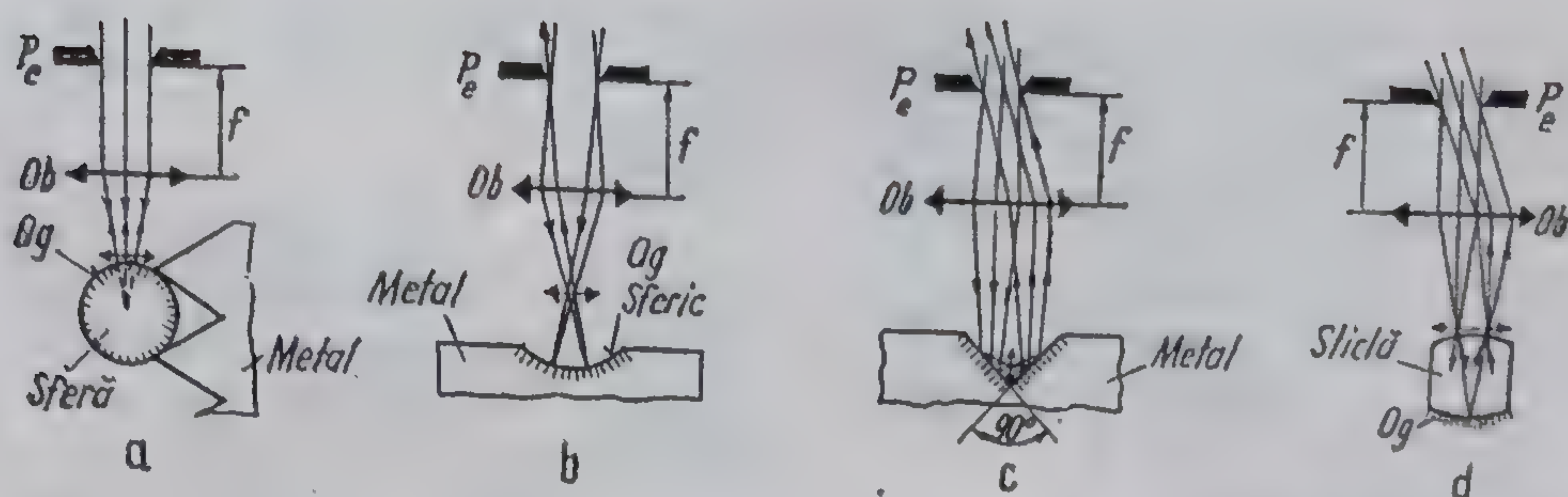


Fig. 4.32. Poziționarea reperelor cu microscopul fotoelectric prin metoda autoreflexiei.

În fig. 4.32, *b* s-a înlocuit imaginea virtuală printr-o imagine reală dată de oglinda concavă. Imaginea fantei oscilante ia naștere în centrul de curbură al oglinzii sferice concave; iau naștere impulsuri întunecoase. Oglinda din fig. 4.32, *c* deviază fasciculul cu 180° și formează imaginea fantei oscilante în planul de simetrie al suprafețelor reflectante. La deplasarea laterală a riglei (sau a microscopului) se deplasează lateral imaginea fantei oscilante cu viteză dublă; iau naștere impulsuri întunecoase.

În fig. 4.32, *d* se observă că razele reflectate sînt paralele și erorile de focusare sînt excluse; apar impulsuri întunecoase.

Discriminatorul de poziție a reperului, care evaluează impulsurile luminoase ori întunecoase, folosește amplitudinea și faza componentei frecvenței semnalului cu tripla frecvență de oscilare a sistemului de palpate. Când axa reperului coincide cu poziția de zero a fantei oscilante acest semnal al curentului alternativ redresat și sensibil în fază devine nul. La această metodă asimetria profilului reperului influențează puțin rezultatul măsurării. Când axa reperului nu coincide cu poziția zero a oscilației se obține un semnal a cărui polaritate dă direcția și a cărui mărime dă poziția aproximativă.

4.6. Monturi pentru reticule

Reticulele se fixează prin aceleași procedee ca lentilele: cu inel presat (fig. 4.33, *a*), prin sertizare (fig. 54.33, *b*), cu inel filetat exterior (fig. 4.33, *c*), prin lipire (fig. 4.33, *d*), cu plăcuțe (fig. 4.33, *e*) și cu colțari (fig. 4.33, *f*). Monturile propriu-zise se introduc în corpuri speciale, prevăzute cu elemente de ajustare radială, pentru poziționarea corectă a reperelor.

Riglele gradate și rețelele pot fi fixate în monturi prin diferite procedee (lipire, cu plăcuțe, șuruburi etc.). Se recomandă însă soluțiile reprezentate în fig. 4.34, care permit ajustarea poziției din trei direcții (trei translații și trei rotații).

4.7. Discuri gradate

Discurile sînt lame-plan-paralele prevăzute cu scări circulare ale căror repere pot fi simple sau duble. Diviziunea este determinată de diametrul discului. Dacă diviziunea este egală cu grosimea reperului scara circulară

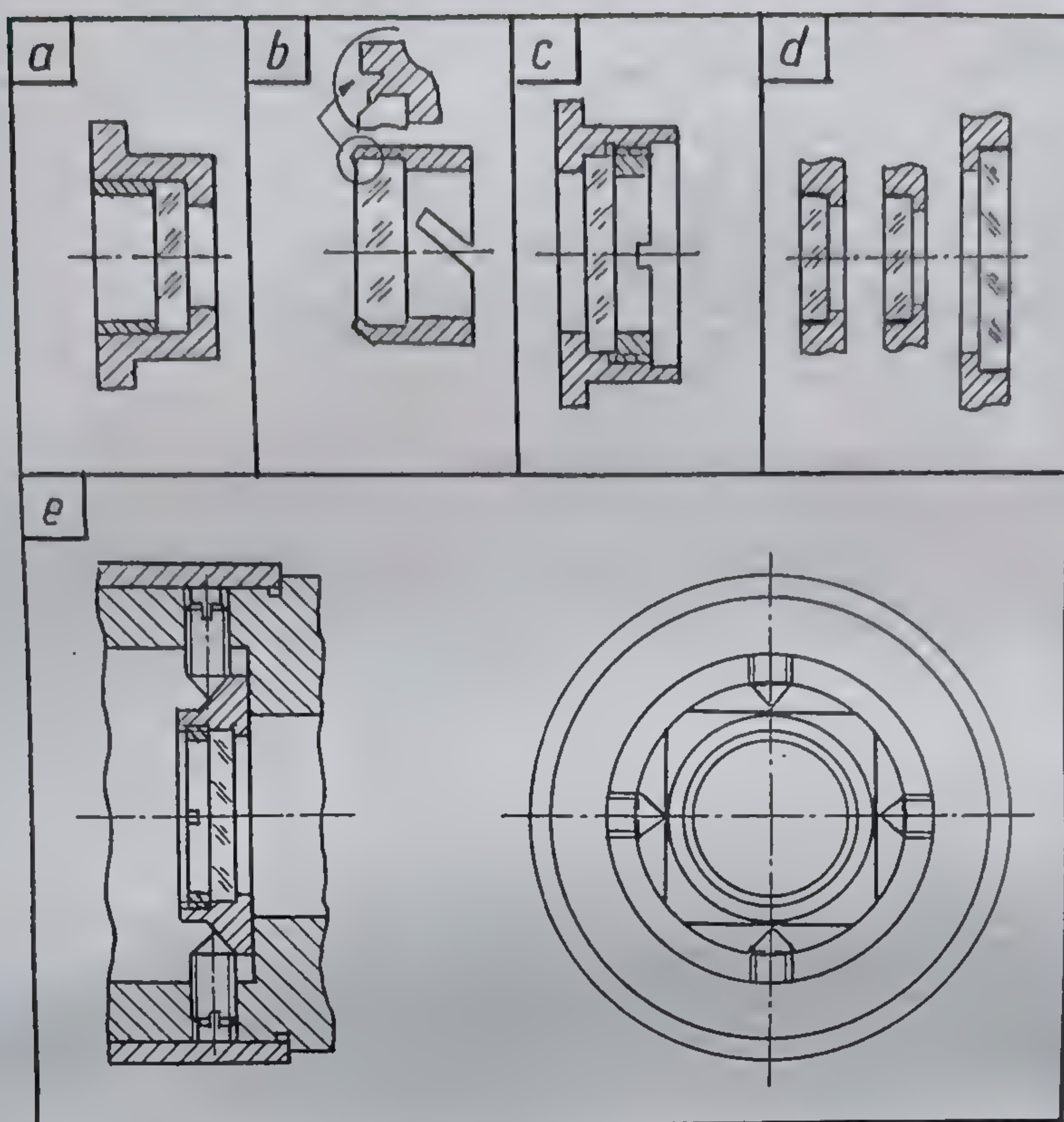


Fig. 4.33. Monturi pentru reticule.

se numește rețea. S-au realizat rețele cu diametrul de 400 mm și 162 000 de fante, pasul (constanta rețelei) fiind de 8".

Pentru ca deformarea discului să nu influențeze rezultatul măsurării trebuie ca raza cercului de divizare să fie $r_d = 1,52 (r_i + r_a)/2$, pentru că în acest caz imaginea virtuală a scării se formează în planul fibrei neutre (pentru $n = 2$). Dacă $r_a = r_d$, rezultă r_i prea mic. Se recomandă ca grosimea h să fie determinată funcție de indicele de refracție: $h = h^*n/(n - 1)$, și scara să fie executată pe suprafața inferioară a discului (fig. 4.35, b).

4.8. Monturi pentru discuri gradate și codificate

Monturile pentru discuri trebuie să asigure coincidența axei discului cu axa de rotație a monturii și perpendicularitatea planului scării cu aceeași axă. Aceste condiții pot fi satisfăcute dacă axa scării este concentrică cu axa alezajului discului (fig. 4.36, a, b, c), sau dacă montura discului poate fi deplasată transversal și blocată în poziția dorită (v. montura pentru ajustarea reticulului și discului gradat din fig. 4.36, d). Totuși, pentru a se asigura precizia maximă posibilă trebuie să se blocheze discul în montura sa și apoi să se afecteze gradarea (gravarea).

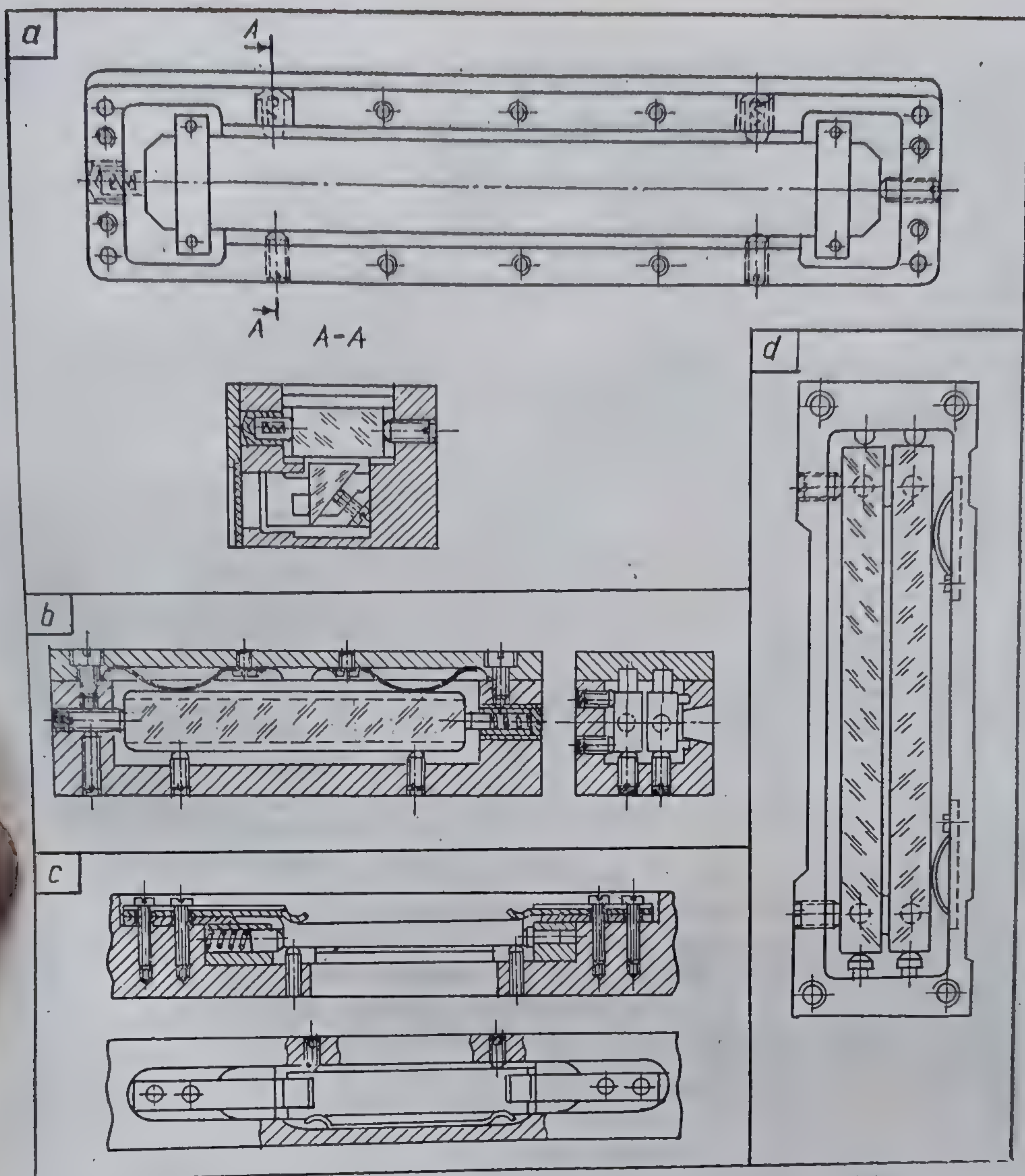


Fig. 4.34. Monturi pentru rigle gradate, rigle codificate și rețele.

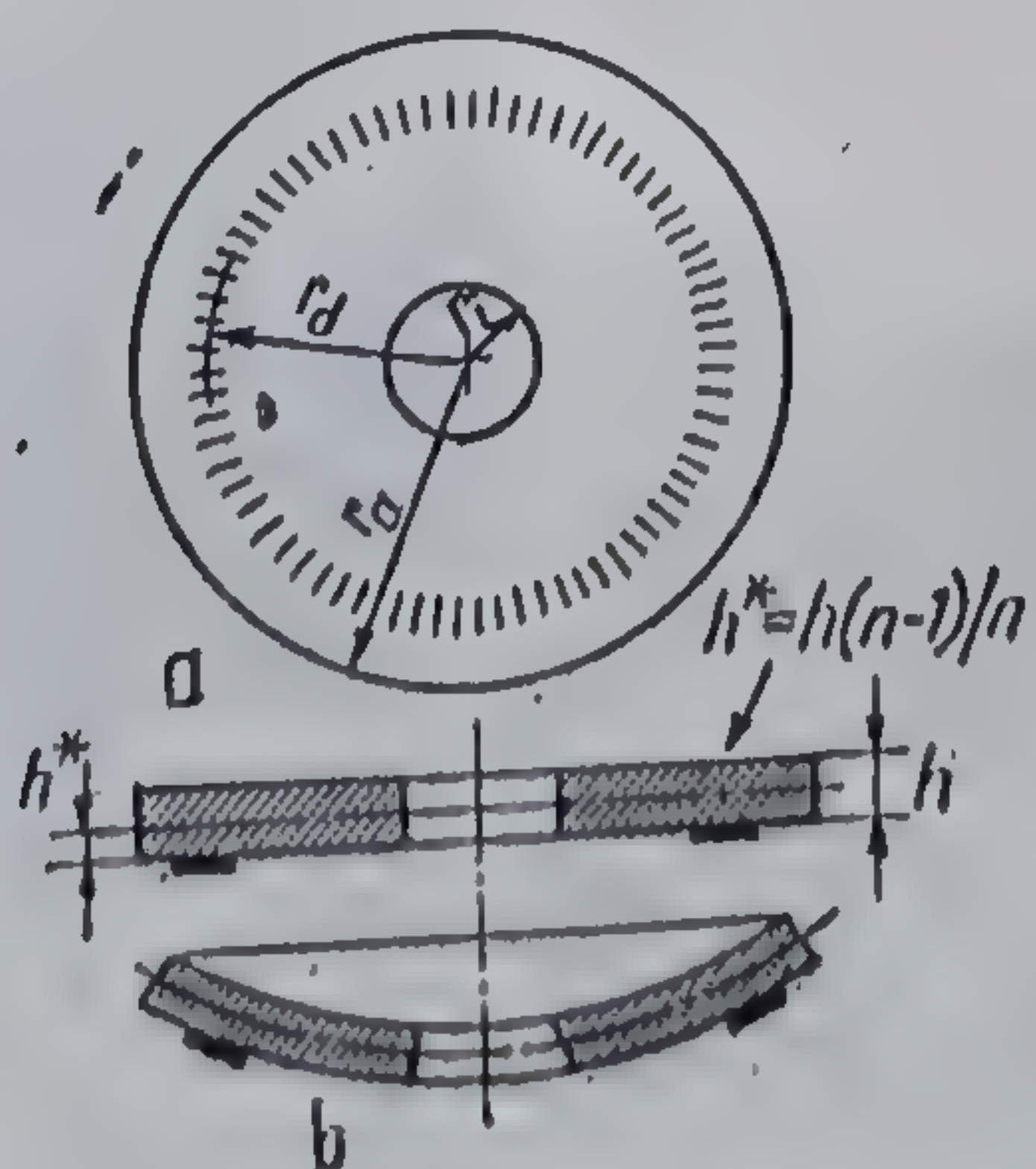


Fig. 4.35. Discuri gradate de sticlă optică.

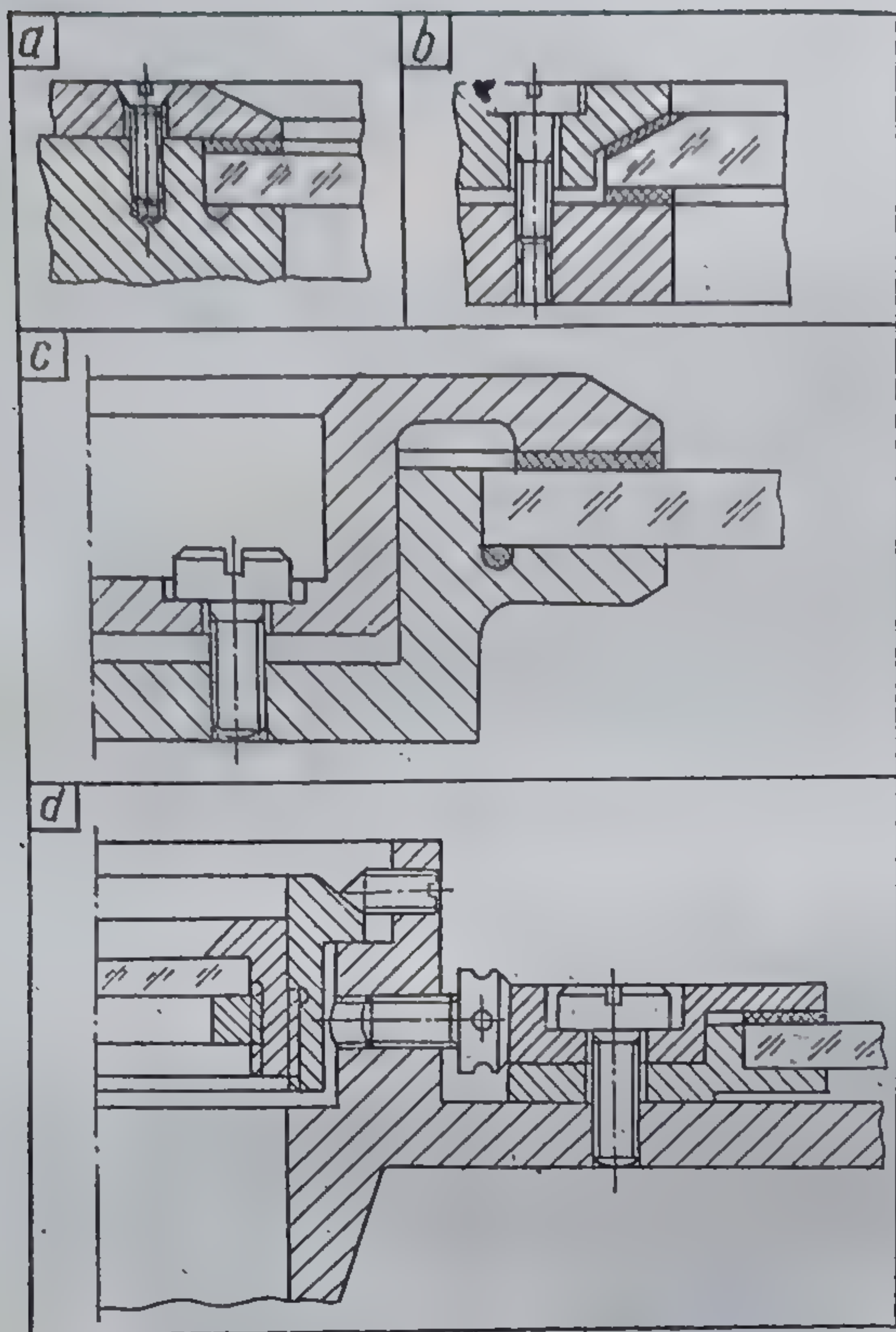


Fig. 4.36. Monturi pentru discuri gradate, discuri codificate și rețele unghiulare.

ctante) și opace (absorbante) corespunzătoare codului și valorilor mărimilor ce urmează a fi măsurate. La mișcarea de translație (fig. 4.37, a) sau de rotație (fig. 4.37, b) a măsurii codificate fluxul luminos care străbate fantele este

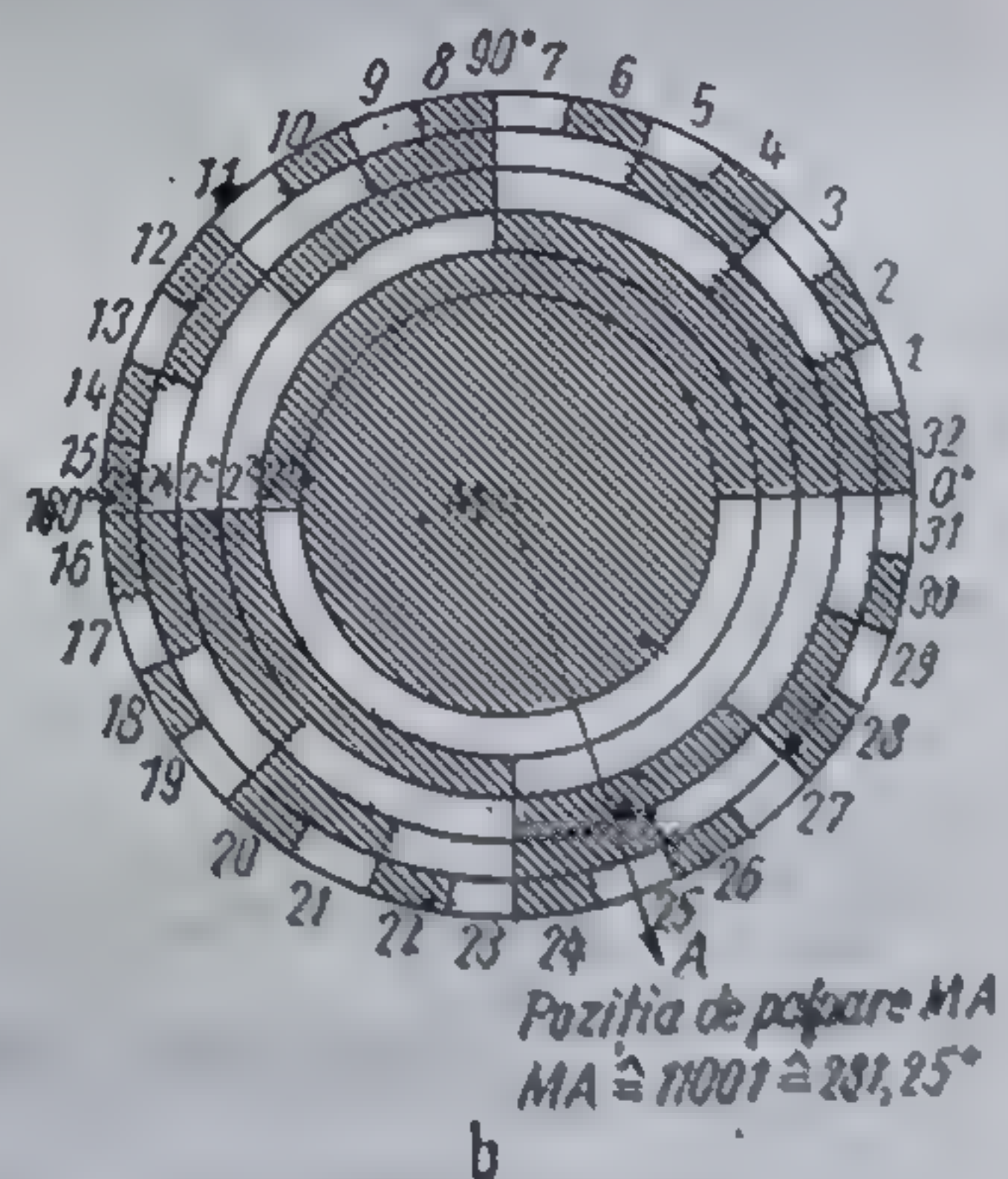
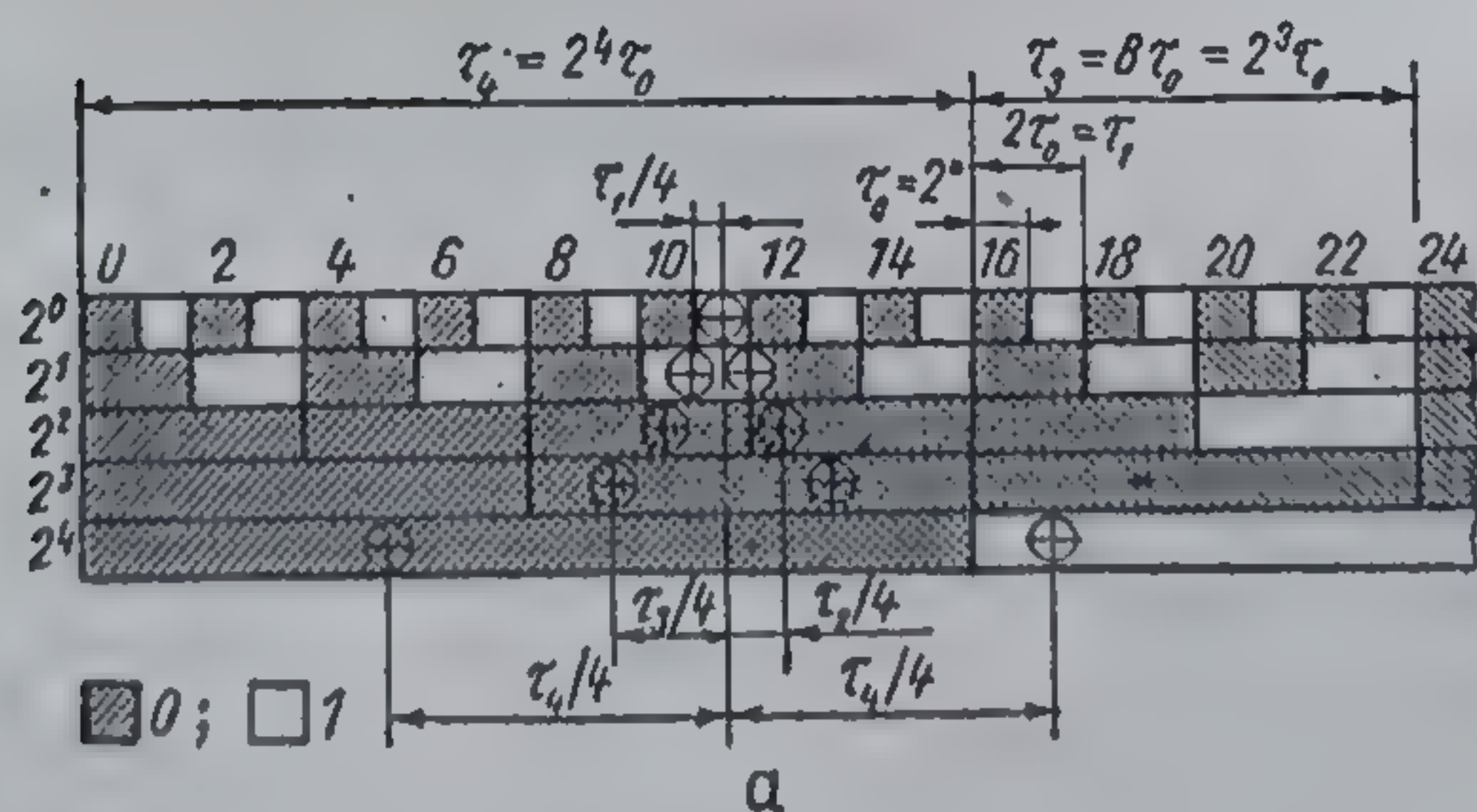
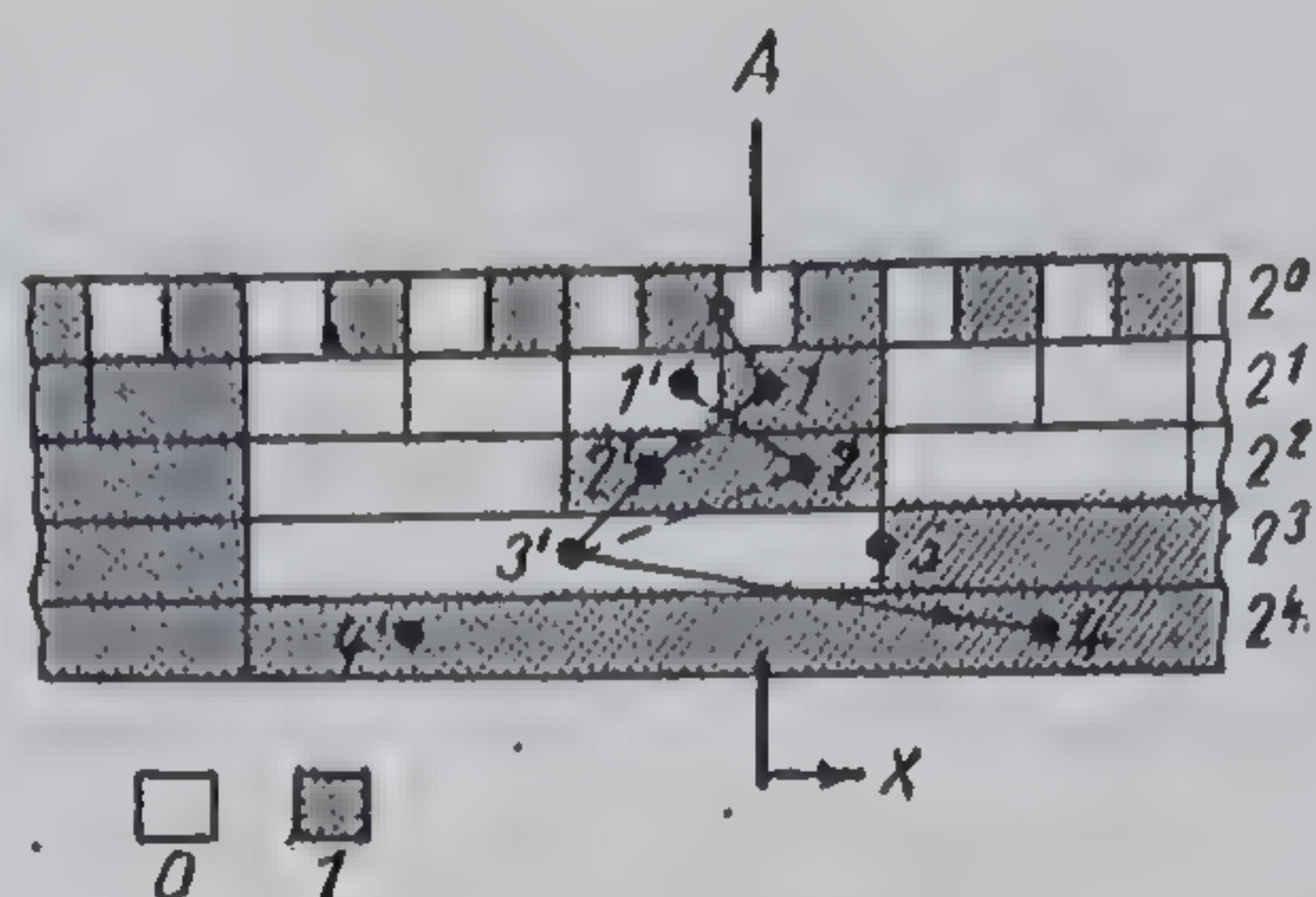


Fig. 4.37. Rigle și discuri codificate:

a — riglă cu n piste, palpată cu $(2n - 1)$ fotodiode dispuse în V; b — disc codificat palpat radial.

Fig. 4.38. Raster cu 5 piste codificat dual și palpat în „V”.



captat de elemente fotoreceptoare care transformă semnalele optice în semnale electrice. Rezoluția este determinată de pasul scării și de unitatea de palpate. Din fig. 4.37 rezultă că pasul cel mai mic se află pe pista 2^0 . De exemplu, la sistemul liniar LIC (J. Haidenhein) lățimea fantelor ($p/2$) sînt astfel: 0,005 pe pista 2^0 ; 0,10 pe pista 2^1 ; 0,2 pe 2^2 ; 0,4 pe 2^3 ; 0,8 pe 2^4 etc.

Poziția relativă dintre măsura codificată și unitatea de palpate este indicată de regulă prin 0 (Nu) sau 1 (Da).

În fig. 4.37 cele două măsuri codificate dual sînt prevăzute cu cîte cinci piste.

Rezoluțiile pentru pistele I ... V ale discului din fig. 4.37, b, indicate de la interior spre exterior, sînt următoarele $360^\circ: 2^1 = 180^\circ$; $360^\circ: 2^2 = 90^\circ$; $360^\circ: 2^3 = 45^\circ$; $360^\circ: 2^4 = 22,50^\circ$ și $360^\circ: 2^5 = 11,25^\circ$. În dreptul unității de palpate MA se poate citi: $2^1 + 2^2 + 0 + 0 + 2^5 = 180^\circ + 90^\circ + 0^\circ + 0^\circ + 11,25^\circ = 281,25^\circ$. Se mai poate scrie: $MA \triangleq 11001 \triangleq 281,25^\circ$.

Pentru citirea riglelor și discurilor codificate se folosește o unitate de palpate (cap de citire) cu fotodiodele așezate în formă de V răsturnat, conform metodei lui KLIEVER W.H. (V. Engng. 3, 1956, Nr.11, p. 107—113). Acest mod de palpate prezintă avantajul că riglele nu trebuie să fie executate prea precis.

Palparea este astfel comandată încît se folosește numai un cîmp precis de palpate. De exemplu, dacă prin pista 2^0 trece lumină, se folosește elementul din stînga al pistei 2^1 pentru citire (v. fig. 4.38). Dacă elementul 2^0 nu este iluminat se citește pe elementul 2^1 din dreapta. Mai departe, semnalul pentru palpate al elementului utilizat pe pista 2^1 este astfel programat încît să se citească fie elementul din stînga, fie cel din dreapta, de pe pista 2^2 ș.a.m.d.

La sistemele codificate dual se poate realiza și o divizare electronică de $1/2$ pe pista 2^0 , folosind rețele cu diferență de fază de 90° (deplasare: $p/4$).

În schema electrică există și un element de referință pentru semnalul emis de lampă.

4.11. Rețele de difracție

Rețeaua de difracție este un element optic în formă de lamă plan paralelă sau de lentilă plan-cilindrică prevăzute cu benzi paralele echidistanțate, cu diferite profiluri, opace și transparente ori reflectante și absorbante, realizate prin diferite procedee, pe suprafața plană, respectiv pe cea cilindrică (paralele cu axa cilindrului). Pasul rețelei reprezintă constanta s a acesteia, iar inversul acesteia reprezintă frecvența spațială sau numărul N de linii/mm. Rețelele pot fi de amplitudine și de fază.

4.11.1. Rețele de difracție plane

a. *O rețea amplitudine plană*, care funcționează prin transmisie (v. fig. 1.14, a) este constituită dintr-o lamă plan-paralelă (suport) prevăzută cu benzi paralele opace și transparente de lățime egală cu $s/2$. Un fascicul monocromatic paralel este difractat sub diferite unghiuri α_k . Un sistem convergent reunește aceste fascicule în planul său focal imagine, formînd benzi luminoase și întunecoase înguste, corespunzătoare diferitelor unghiuri de difracție $\alpha_k = k \lambda/s$. Intensitățile în benzile $F'_1, F'_2 \dots$ sînt mai mici decît în banda de ordinul zero.

Rețeaua de transmisie trebuie situată cu baza mare a elementului opac (absorbant) spre observator. În unghiul profilului acestui element nu trebuie să ajungă lumina reflectată pe pereții laterali ai elementului opac care, de regulă, este triunghiular sau trapezoidal.

b. *O rețea sinusoidală* este o rețea de difracție la care transmisia în amplitudine are loc după legea $\cos^2 x$. Această rețea se caracterizează prin aceea că în fasciculele incidente paralele, se formează benzi de difracție numai de ordinele 0 și 1, adică, în planul focal imagine al obiectivului apar numai imaginile F'_0 și $\pm F'_1$.

Rețele sinusoidale cu $N = 1800$ linii/mm au fost realizate pe plăci holografice în Catedra de fizică a Institutului Politehnic din București.

c. *O rețea de fază plană*, care funcționează prin transmisie este o lamă plan-paralelă cu grosime variabilă (fig. 4.39, a), avînd indicele de refracție n și diferența înălțimilor proeminențelor $h = d_1 - d_2$. Notînd cu: $d_1 = q_1 \lambda'$, $d_2 = q_2 \lambda'$, α — unghiul de difracție b_1 și b_2 — lățimea benzilor, λ, λ' — lungimile de undă în aer, respectiv în sticlă, se poate scrie diferența de fază

$$\Delta\delta = \delta_1 - \delta_2 = 2\pi \left[(d_1 - d_2) \left(\frac{1}{\lambda'} - \frac{1}{\lambda} \right) + \frac{b_1 + b_2}{2\lambda} \sin \alpha \right] = \frac{2\pi}{\lambda} \left[(q_1 - q_2) (\lambda - \lambda') + \frac{b_1 + b_2}{2} \sin \alpha \right] = 2\pi \left[h \frac{\lambda - \lambda'}{\lambda \lambda'} + \frac{s}{2\lambda} \sin \alpha \right]. \quad (4.6)$$

d. *La rețelele de difracție de fază, care funcționează prin reflexie*, ordinele de difracție se află pe direcțiile: $\bar{\alpha}_0 - \alpha = k\lambda/s$ în care $\bar{\alpha}_0$ reprezintă unghiul direcției razei reflectate față de planul rețelei. Se poate scrie: $\bar{\alpha}_0 = 180^\circ - \hat{\alpha}_0 = -\alpha_0$ și deci $\sin \alpha_0 + \sin \alpha = -k\lambda/s$. (4.7)

Dacă profilul este dreptunghiular, adică rețeaua este laminară (v. fig. 1.14, b), între fasciculele reflectate pe benzile proeminente și pe benzile denivelate cu mărimea h (fig. 4.39, a) apare o diferență de fază $\delta = 4\pi h/\lambda$. Pentru $h = \lambda/4$ rezultă $\delta = \pi$ și întreaga energie este conținută în spectre.

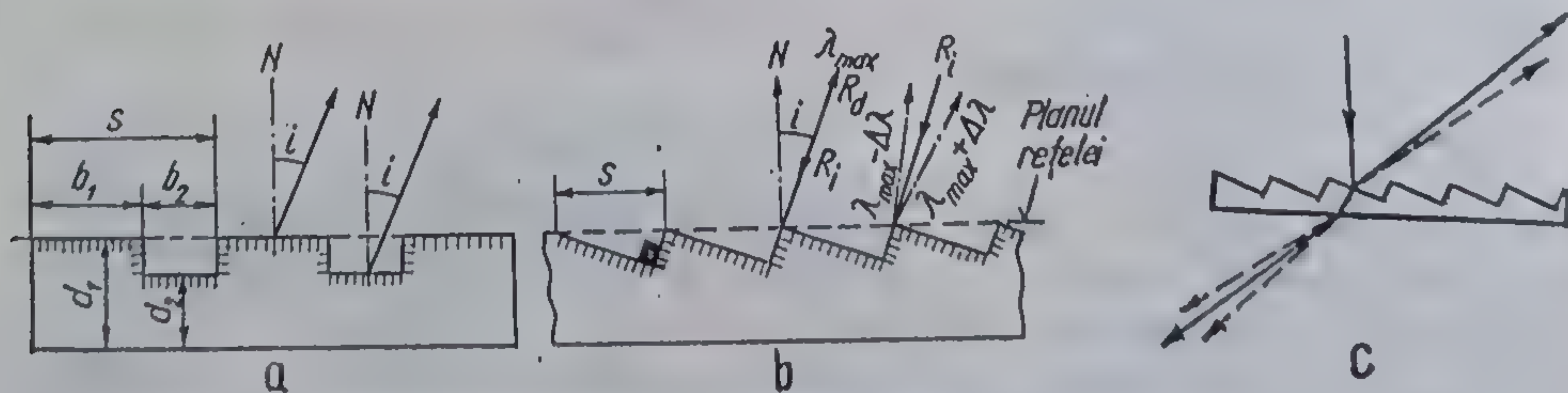


Fig. 4.39. Rețea de fază plană:

a — laminară, reflexie; b — fierăstrău, reflexie; c — fierăstrău, transmisie.

Intensitatea în ordinele impare este $I \sim \frac{1}{h^2} \left(1 - \cos \frac{4\pi h}{\lambda} \right)$, iar în ordinul zero este $I_0 \sim \left(1 + \cos \frac{4\pi h}{\lambda} \right)$. Așadar, intensitatea maximă are loc pentru $\lambda_0 = 4h$ în banda de ordinul 1. Rețeaua laminară se folosește în uV pentru $\lambda < 0,30 \mu\text{m}$.

e. Rețeaua de reflexie plană cu profilul în ferăstrău (fig. 4.39, b) trebuie să aibă unghiul profilului de 90° , iar direcția de observare să coincidă cu raza incidentă, pentru a se obține intensitatea maximă. Astfel, pentru $i' = i$ în $k\lambda = s(\sin i' + \sin i)$ rezultă $\lambda_{\max} = 2s \sin i/k$. Se observă că pentru fiecare unghi de difracție σ_k se obține o lungime de undă de maximă intensitate.

Rețeaua se folosește pentru domeniile UV , V , și IR .

Fasciculul incident trebuie să fie perpendicular pe flancul lung. Diferența de drum optic este $\Delta = 2s \sin i$ și diferența de fază $\delta = 4\pi s \sin i/\lambda$. Pentru a exclude influența neomogenității materialului, se preferă rețelele executate pe suprafețe metalice care, nefiind absorbante, pot fi utilizate și pentru domeniile UV și IR .

4.11.2. Rețele de difracție concave

Rețelele de difracție concave au suportul în formă de lentilă plan-concavă, cu profilul reflectant, executat pe suprafața concavă, care devine oglindă. Aceste rețele se execută pentru tot domeniul spectral și mai ales pentru ultraviolet. Divizarea uniformă se face pe coarda paralelă cu axa Oy , care este tangentă la cercul Rowland Γ al cărui diametru este egal cu raza rețelei.

Rețeaua concavă acționează convergent și deci înlocuiește obiectivul lenticular în aparatele spectrale. Așadar, obiectul A și imaginea sa B sînt respectiv pupilele de intrare P_i și de ieșire P_e (fig. 4.40). O secțiune normală a profilului este arătată în detaliul S . Se observă că o rază incidentă AS

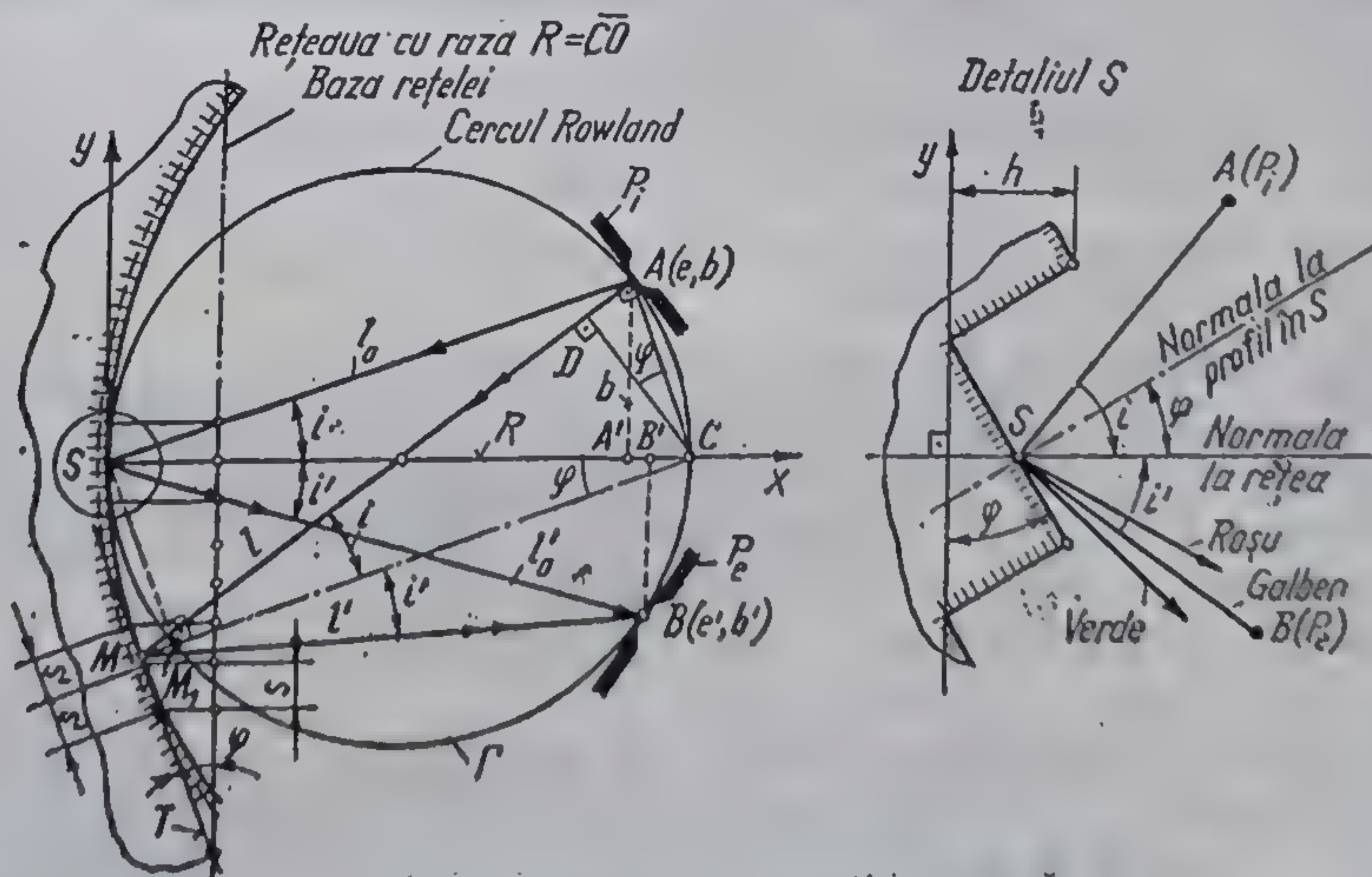


Fig. 4.40. Rețea de difracție concavă.

suferă o difracție și în pupila de ieșire P_e (punctul B) iau naștere mai multe imagini ale pupilei de intrare, corespunzător diferitelor radiații ale fasciculului incident.

Dacă pupila de intrare P_i este o fantă, atunci în pupila (fanta) de ieșire P_e apare un spectru de benzi colorate, paralele cu P_i , care pot fi observate, fotografiate sau înregistrate, funcție de intensitățile acestora.

Din § 4.1.7 și 4.1.12 se cunoaște că punctele P_e și P_i sînt conjugate stigmatic numai dacă elementul de suprafață reflectant S aparține unui elipsoid cu axa $P_i P_e$ și cu focarele P_i și P_e . Prin urmare, profilul rețelei concave corespunde unei familii de elipsoizi confocali, exact ca la oglinzile Fresnel oblice (v. fig. 4.15 și 4.16), cu deosebirea că pasul trebuie astfel ales încît suma distanțelor pupilelor la punctul de incidență S să fie un multiplu de λ , pentru ca fasciculele difractate să interfereze în P_e .

Prin urmare, spectrele de difracție iau naștere prin interferența undelor de aceeași culoare și fază, difractate de diferite profiluri ale rețelei reflectante.

Dar oglinda fiind cilindrică, cu axa cilindrului paralelă cu rizurile, adică perpendiculară pe planul figurii, stigmatismul este realizat numai în planul figurii; în planul axial și într-un plan oarecare apare astigmatismul. Se înțelege că, din acest motiv, fanta P_i nu poate fi decît paralelă cu axa cilindrului.

Cu notațiile din fig. 4.40 se poate scrie ecuația generală a rețelelor plane și respectiv proiecția pasului s pe tangenta la cilindru:

$$\sin i + \sin i' = k\lambda/s \text{ și } s' = s/\cos \varphi. \quad (4.7)$$

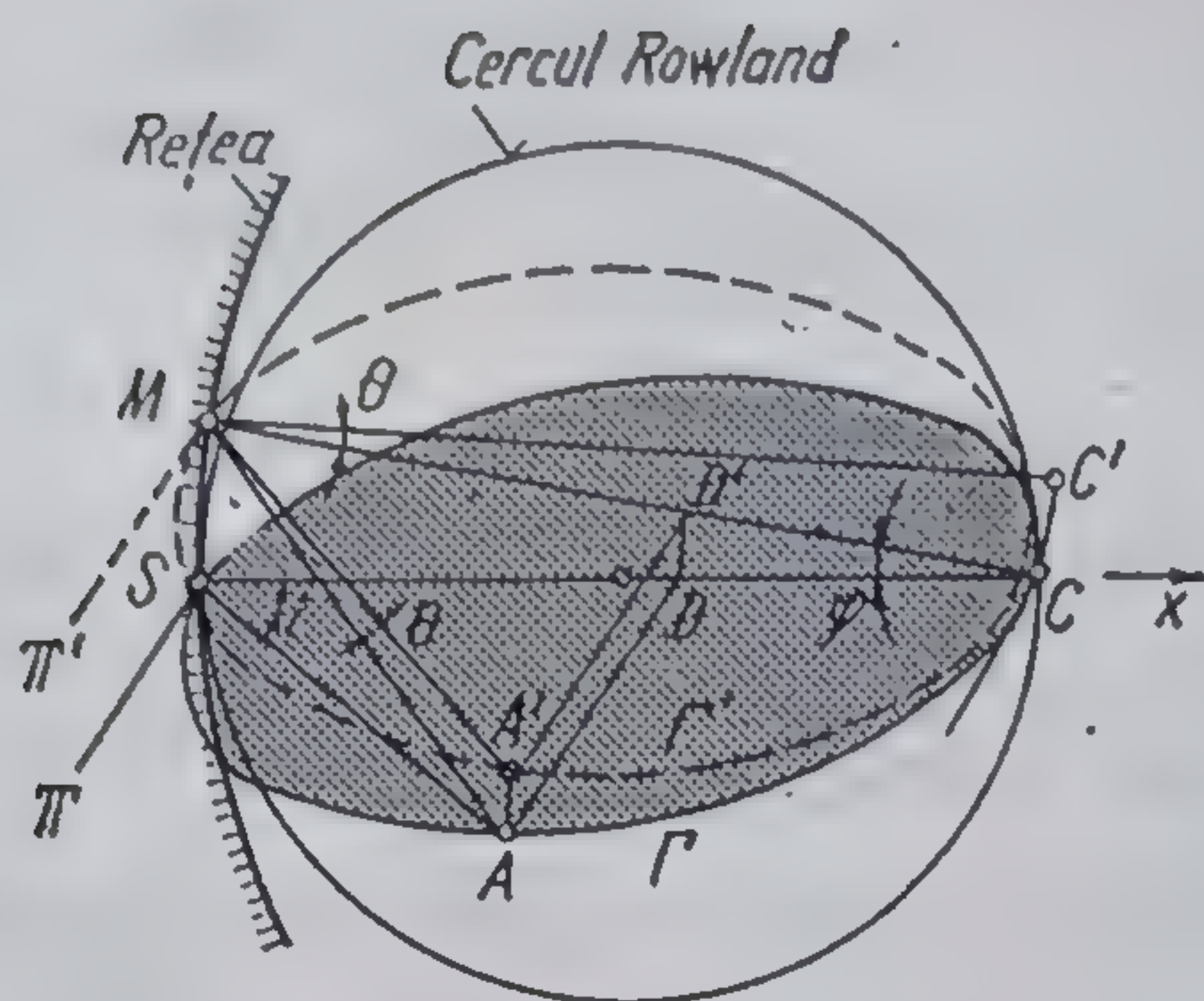
Orice punct S, M, \dots , al rețelei R , trebuie să verifice ecuația. Pentru punctul S se poate scrie: $s \sin i + s' \sin i' = k\lambda = 0$, adică $s' \sin i' = s \sin i$, (deoarece în punctul S , proiecția pasului s este tot s). Așadar, se poate scrie: $\sin i' = \sin i \cos \varphi$. Se observă că în $\triangle ACD$ există relațiile: $CD = R \sin i = AC \cos \varphi$ și $\sin i' = \sin i \cos \varphi$. Deoarece este avantajos să se folosească un spectrograf cu autocolimație, unde $i' = i$, rezultă $\sin i + \sin i' = k\lambda/s$ sau $2 \sin i = k\lambda/s$, de unde $\sin i = k\lambda/2s$.

Pentru ca în punctul B să ia naștere un maxim principal de ordinul k trebuie ca diferența de drum optic în B între două vibrații vecine difractate în M să fie $\delta = s (\sin i + \sin i') = k\lambda$ sau $\sin i + \sin i' = kN\lambda$.

Un punct luminos A al circumferenței Γ dă o serie de maxime principale situate pe această circumferință.

a. *Astigmatismul rețelei concave.* Considerațiile de mai sus sînt valabile în planul de simetrie orizontal π (fig. 4.41). Pentru un punct M , situat deasupra acestui plan, reperele rețelei nu mai sînt verticale și raza AM nu este normală. Proiecția razei difractate pe planul orizontal trece prin B , însă raza difractată trece pe deasupra sau pe dedesubtul acestui punct. Razele difractate de ansamblul rețea formează în B o imagine în formă de dreaptă focală, adică rețeaua este astigmatică.

Se consideră difracția normală cu maximul principal în centrul C . Un element de rețea M , în planul vertical SCM , are raza CM . Planul secțiunii principale π' este perpendicular pe planul SCM trecînd prin dreapta MC .



b. *Dispersia unghiulară*. Se derivează ecuația generală $\sin i + \sin i' = k\lambda/s$ și se consideră $i = \text{const}$:

$\cos i \, di + \cos i' \, di' = k \, d\lambda / s$, de unde $\cos i \, di = k \, d\lambda / s$. Pentru $i' \approx i$ rezultă $2 \sin i' = k\lambda/s$ și dispersia unghiulară

$$D_u = di'/d\lambda = 2 \, \text{tg } i' / \lambda. \quad (4.8)$$

c. *Rezoluția R*. $\Delta i_e = \lambda/s \cos i' = 2 \, \text{tg } i' \, \Delta\lambda/\lambda$; $\Delta\lambda = \lambda^2/2 \sin i$ și rezoluția este

$$R = 1/\Delta\lambda = 2a \sin i' / \lambda. \quad (4.9)$$

Un amplu studiu al aberațiilor rețelelor de difracție cilindrice a fost întocmit de W. Werner.

Rețelele de difracție nu se utilizează numai în construcția aparatelor spectrale, ci și în construcția mijloacelor fototoelectrice de măsurare a deplasărilor liniare și unghiulare.

4.12. Rețele incrementale

Rețelele incrementale se folosesc în construcția mijloacelor fototoelectrice de măsurare a deplasărilor liniare și unghiulare precum și a altor mărimi fizice legate matematic de aceste deplasări. Ele se execută avantajos prin procedee fotolitografice și cu instalații interferențiale (holografice).

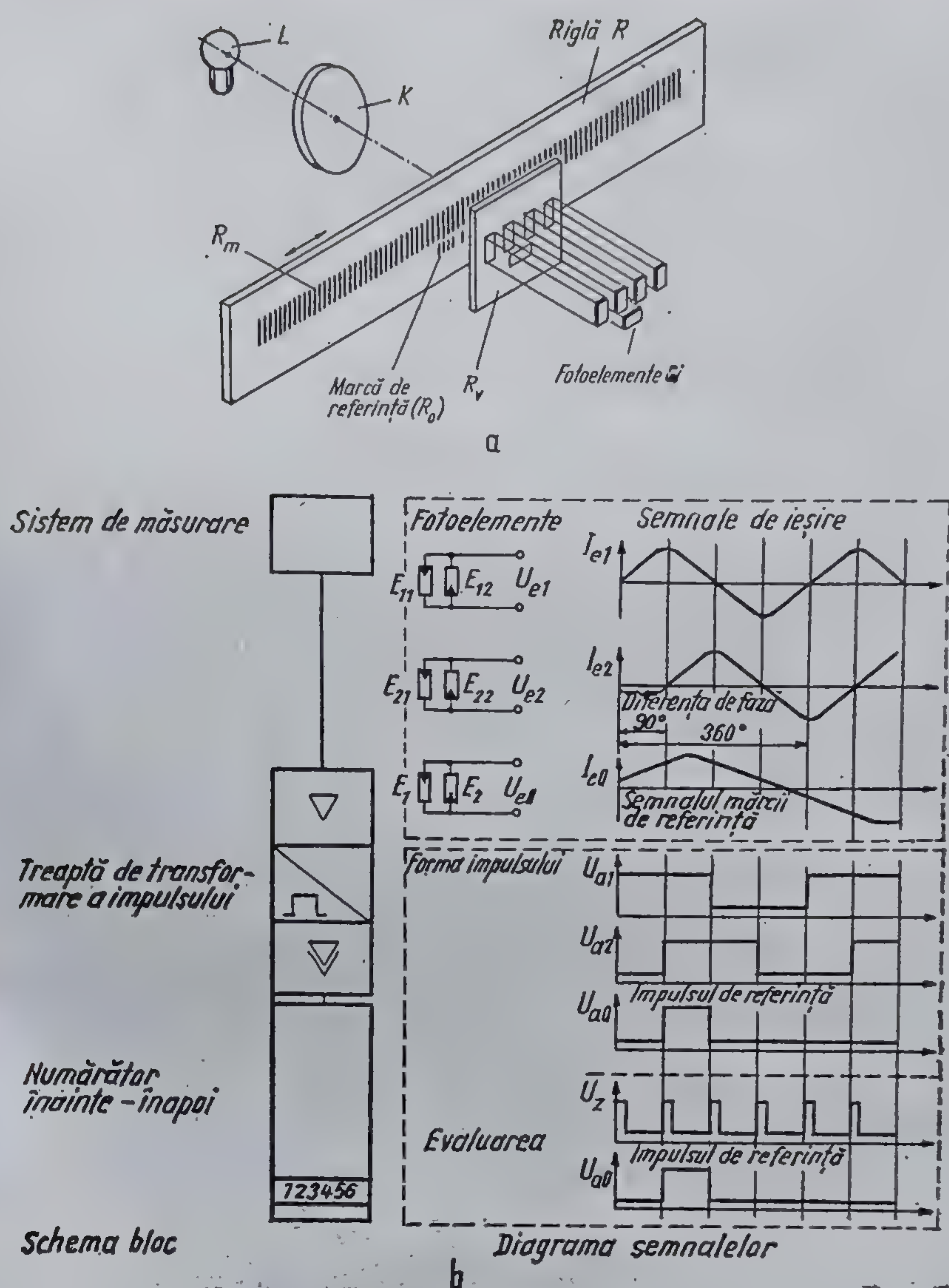
Rețelele incrementale au frecvența spațială R între 40 și 250 linii/mm, pot fi iluminate *DIA* sau *EPI*, adică pot fi de transmisie ori de reflexie, și pot influența fie amplitudinea, fie faza undei incidente. După formă, rețelele pot fi: liniare, radiale, circulare, zone Fresnel ori de alte forme. Rețelele care modifică amplitudinea se mai numesc și „rețele Ronchi”. Rețelele liniare executate prin copiere se mai numesc și Merton.

O rețea incrementală conține același număr de spații egale, transparente și opace ori reflectante și absorbante. Două spații consecutive formează „pasul (constantă) rețelei” în mm, iar inversul pasului constituie „frecvența spațială” în număr de linii 1 mm. Frecvența spațială la rețele unghiulare se determină luând în considerare diametrul mediu al coroanei divizate.

În construcția mijloacelor de măsurare se folosesc însă și rețele de difracție (rețele cu frecvență mare) unde fenomenul nu poate fi neglijat.

În fig. 4.42, *a* este reprezentat un sistem fototoelectric pentru măsurarea lungimilor (J. Heidenhaim), unde se observă că rigla de măsurare cu rețeaua R_m , iluminată *DIA* de lampa L și condensorul K , este interpolată de un vernier R_v prevăzut cu patru grupe de rețele, fiecare fiind defazată față de precedentă cu $\varphi = 90^\circ$, respectiv cu un sfert de pas. În afară de aceasta, rigla R este prevăzută cu o rețea de referință R_0 situată la distanțe neegale, iar R_v conține o fereastră de palpăre inferioară.

După rețeaua R_v se află situat sistemul de captare a intensității luminoase alcătuit din 5 fotoelemente cu Si și electronica de prelucrare a semnalelor. Cele 4 fotoelemente E_{11} , E_{12} și E_{21} , E_{22} dau tensiunile U_{11} , U_{12} , U_{21} și U_{22} astfel: $U_{11} = K_e + a_e \sin \alpha$, $U_{12} = K_e + a_e \sin (\alpha + 180^\circ)$; $U_{21} = K_e + a_e \sin (\alpha + 90^\circ)$ și $U_{22} = K_e + a_e \sin [(\alpha + 90^\circ) + 180^\circ]$. Așadar, U_{12}



este în contrafază cu U_{11} și U_{22} în contrafază cu U_{21} . Prin conectare anti-paralelă semnalele perechilor de elemente se suprapun astfel încât semnalele rezultate sînt $U_{e1} = U_{11} - U_{12}$ și respectiv $U_{e2} = U_{21} - U_{22}$. Făcînd diferențele, constanta K_e se reduce și, deoarece $\sin(\alpha + 180^\circ) = -\sin \alpha$ rezultă $U_{e1} = 2a_e \sin \alpha$ și $U_{e2} = 2a_e \sin(\alpha + 90^\circ)$. Aceste semnale U_{e1} și U_{e2} sînt transformate în semnalele dreptunghiulare U_{a1} și U_{a3} . În capul de palpăre, iau naștere și semnalele inverse \bar{U}_{a1} și \bar{U}_{a3} . Cînd U_{a1} trece din starea «0» în starea «1», trece semnalul \bar{U}_{a1} din starea «1» în starea «0». Cînd U_{a1} trece de la «1» la «0», trece \bar{U}_{a1} de la «0» la «1». Acest

proces are loc și pentru U_{a2} , \bar{U}_{a2} . Deoarece între \bar{U}_{a1} și U_{a1} există un defazaj de 180° se vorbește de semnale de ieșire inverse (fig. 4.42, b).

Interpolarea se face prin producerea unui impuls la fiecare muchie a dreptunghiului (v. fig. 4.22, b). Metodele și mijloacele de interpolare electronică se găsesc în § 7.2. Metode și scheme optoelectronice de prelucrare a informațiilor traductoarelor incrementale de rotație și translație se descriu în cap. 7.

4.13. Rețele moiré

4.13.1. Fenomenul moire

Prin rețea moiré se înțelege un ansamblu de franje care reprezintă locul geometric al punctelor de intersecție a două figuri (rețele) suprapuse, fiecare figură reprezentând o familie de linii sau de puncte, spre exemplu, drepte paralele, drepte radiale, cercuri concentrice, zone Fresnel etc. Fiecare linie a unei rețele este alcătuită din două figuri identice care se deosebesc doar prin aceea că una este transparentă sau reflectantă, iar cealaltă opacă sau absorbantă.

De regulă, una dintre rețele, numită rețea măsură, are lungimea efectivă egală cu domeniul de măsurare, iar cealaltă, numită rețea indice, sau rețea vernier, joacă într-un anumit fel, rolul de interpolator și este mai scurtă. La deplasarea relativă a celor două rețele se deplasează tabloul de franje în fața unor receptoare fotoelectrice care transformă variațiile de flux luminos în variații sinusoidale ale curentului electric.

Tabloul de franje moire ia naștere prin „interferența geometrică” sau prin „interferența fizică”, atât la iluminarea DIA cât și la iluminarea EPI.

Fie, spre exemplu în fig. 4.43 două rețele R_1 și R_2 cu două familii de curbe $F(x, y) = h$ și $G(x, y) = k$ ale căror parametri de indexare sînt h și respectiv k , care aparțin numerelor întregi în sistemul de coordonate xOy . Parametrii k și h variază numai în salturi unitare și definesc din punct de vedere geometric liniile celor două rețele. Intersecțiile celor două familii de curbe for-

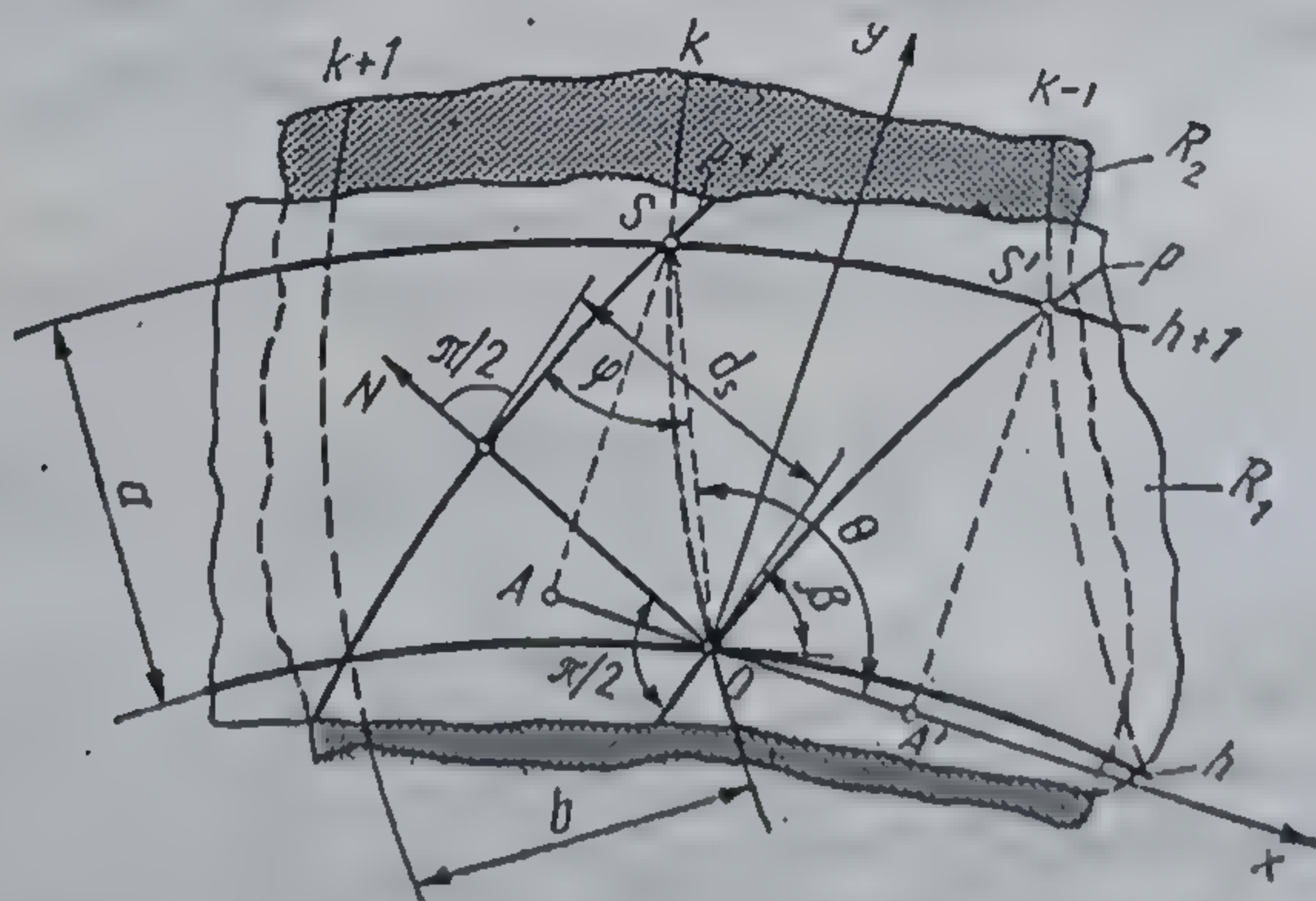


Fig. 4.43. Schemă pentru calculul interfranței subtractive moiré.

mează familia de franje moire indexată $M(x, y) = p$. Indicele de indexare definesc distanțele dintre liniile celor două rețele. Intersecțiile celor două familii de curbe formează familia de franje moire indexată $M(x, y) = p$. Indicele de indexare p al franjelor satisface condiția: $h \pm k = p$.

Se constată că iau naștere suprafețe patrulatere, de intensitate luminoasă maximă, cu diagonalele mici pe linia care unește axele benzilor opace. Aceste diagonale corespund „franjelor transversale”, care satisfac ecuația $h - k = p$, franje care sînt vizibile și care se numesc sustractive; ele formează unghiul β cu axa Ox . Franjele situate de-a lungul diagonalelor mari satisfac condiția $h + k = p$ și sînt aditive; ele nu sînt observabile.

Prin rotirea rețelelor au unghiul 0 se modifică pozițiile franjelor și distanța d dintre ele. La un moment dat franjele sustractive devin aditive și invers. Această linie de frontieră corespunde cazului în care liniile rețelelor sînt perpendiculare.

Dacă rețelele au aceeași constantă $a = b$, franjele sînt perpendiculare pe bisectoarea unghiului θ . Cînd $\theta = 0^\circ$, și rețelele au aceeași constantă $a = b$, franjele se formează la infinit, iar cînd constantele diferă cu o mărime ε . Acestea se numesc „franje longitudinale” și sînt folosite la măsurarea incrementală (v. § 4.12).

Ecuațiile celor două familii de franje, corespunzătoare celor două diagonale, sînt: $M_a(x, y) = p_a$ și $M_s(x, y) = p_s$. Ecuația unei franje sustractive este $M_s(x, y) = F(x, y) - G(x, y) = h - k$, iar cea a unei franje aditive este $M_a(x, y) = F(x, y) + G(x, y) = h + k$.

În zona de frontieră, franjele fiind perpendiculare, și diagonalele egale, se poate scrie produsul coeficienților unghiulari egal cu minus unu: $F'_x/F'_y \cdot G'_x/G'_y = -1$.

Așadar, ecuația limită de frontieră, unde franjele nu se văd, datorită distribuției uniforme a luminii, este

$$\psi(x, y) = F'_x G'_x + F'_y G'_y = 0. \quad (4.10)$$

În cazul suprapunerii unor rețele oarecare pot fi vizibile simultan ambele tipuri de franje (aditive și sustractive), separate de zona de frontieră.

Din fig. 4.43 rezultă mărimea franjei sustractive $d_s = \overline{OS} \sin \varphi$ în care $\overline{OS}^2 = \left(\frac{\partial y}{\partial p}\right)^2 + \left(\frac{\partial x}{\partial p}\right)^2$, $\overline{OA} = \frac{\partial x}{\partial p}$ și $\overline{AS} = \frac{\partial y}{\partial p}$, ∂p fiind diferența indicelor dintre două franje consecutive ($\partial p = 1$). Se observă că $\operatorname{tg} \varphi = -M'_x/M'_y$, și $\operatorname{tg} \theta = y'_x/x'_y$. Ținînd seama că $M'_x x'_p + M'_y y'_p = 1$, rezultă

$$d_s = \partial p / \sqrt{M'^2_x + M'^2_y} = 1 / \sqrt{M'^2_x + M'^2_y}.$$

Se mai poate scrie:

$$d_s = 1 / \sqrt{(F'_x - G'_x)^2 + (F'_y - G'_y)^2};$$

$$d_s = 1 / \sqrt{(F'_x + G'_x)^2 + (F'_y + G'_y)^2}.$$

Pașii celor două rețele sînt:

$$a = 1 / \sqrt{F'^2_x + F'^2_y} \text{ și } b = 1 / \sqrt{G'^2_x + G'^2_y}, \quad (4.11)$$

iar interfranja este $d = ab / \sqrt{a^2 + b^2 \pm ab \cos \beta}$.
în care semnul $+$ se ia pentru franjele aditive, iar $-$ pentru cele sustractive. (4.12)

Contrastul franjelor este maxim cînd elementele opace și transparente ale rețelei au aceeași lățime.

Dacă pașii rețelelor sînt atît de mici încît sistemul optic nu poate rezolva rețeaua, defectele rețelelor nu influențează forma franjelor.

Dacă spre exemplu, rețeaua R_1 se deplasează în direcția x cu mărimea x_1 , franjele moiré se deplasează perpendicular pe direcția mișcării cu mărimea $x_2 = x_1/\theta$. Cu cît unghiul θ este mai mic, cu atît deplasarea x_2 este mai mare. Deplasării x_1 a rețelei îi corespunde o variație a fazei de mărime $2\pi x_1/a$, $a = b$ fiind pasul rețelelor. Cînd $x_1 = a$, faza variază cu 2π , adică o franjă ia locul alteia. Acest pas $p \triangleq$ bit poate fi divizat electronic.

4.13.2. Modele moiré rezultate din suprapunerea diferitelor familii de curbe

a. Franje moiré rezultate din suprapunerea a două rețele din linii paralele cu constante diferite. Funcțiile, și indicii celor două rețele (fig. 4.44) sînt

$$F(x, y) = x/b = h; h = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (4.13)$$

$$G(x, y) = (x \cos \theta - y \sin \theta)/a = k; k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (4.14)$$

iar ecuațiile franjelor sustractive $h - k = p_s$ sînt

$$x = bh \text{ și } y = x \cotg \theta - ak/\sin \theta. \quad (4.15)$$

Eliminînd indicii h și k se obține ecuația franjelor moiré:

$$y = x(b \cos \theta - a)/b \sin \theta - pa/\sin \theta; \quad (4.16, a)$$

$$y = x \cotg \varphi - p d/\sin \varphi. \quad (4.16, b)$$

Interfranja d și unghiul φ se determină cu formulele

$$d = ab/(a^2 + b^2 - 2ab \cos \theta)^{1/2}, \quad (4.17)$$

$$\sin \varphi = b \sin \theta / (a^2 + b^2 - 2ab \cos \theta)^{1/2}. \quad (4.18)$$

Cînd unghiul $\theta = 90^\circ$, rețelele sînt perpendiculare și nu apar franje moiré. Pentru $(90^\circ - \theta) \in (0, \pi/2)$ franjele sînt vizibile (sustractive); ecuația și panta lor sînt date de formulele:

$$M(x, y) = \frac{x}{b} -$$

$$\frac{x \cos \theta - y \cos \theta}{a}, \quad (4.19)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{b \sin \theta}{b \cos \theta - a} \quad (4.20)$$

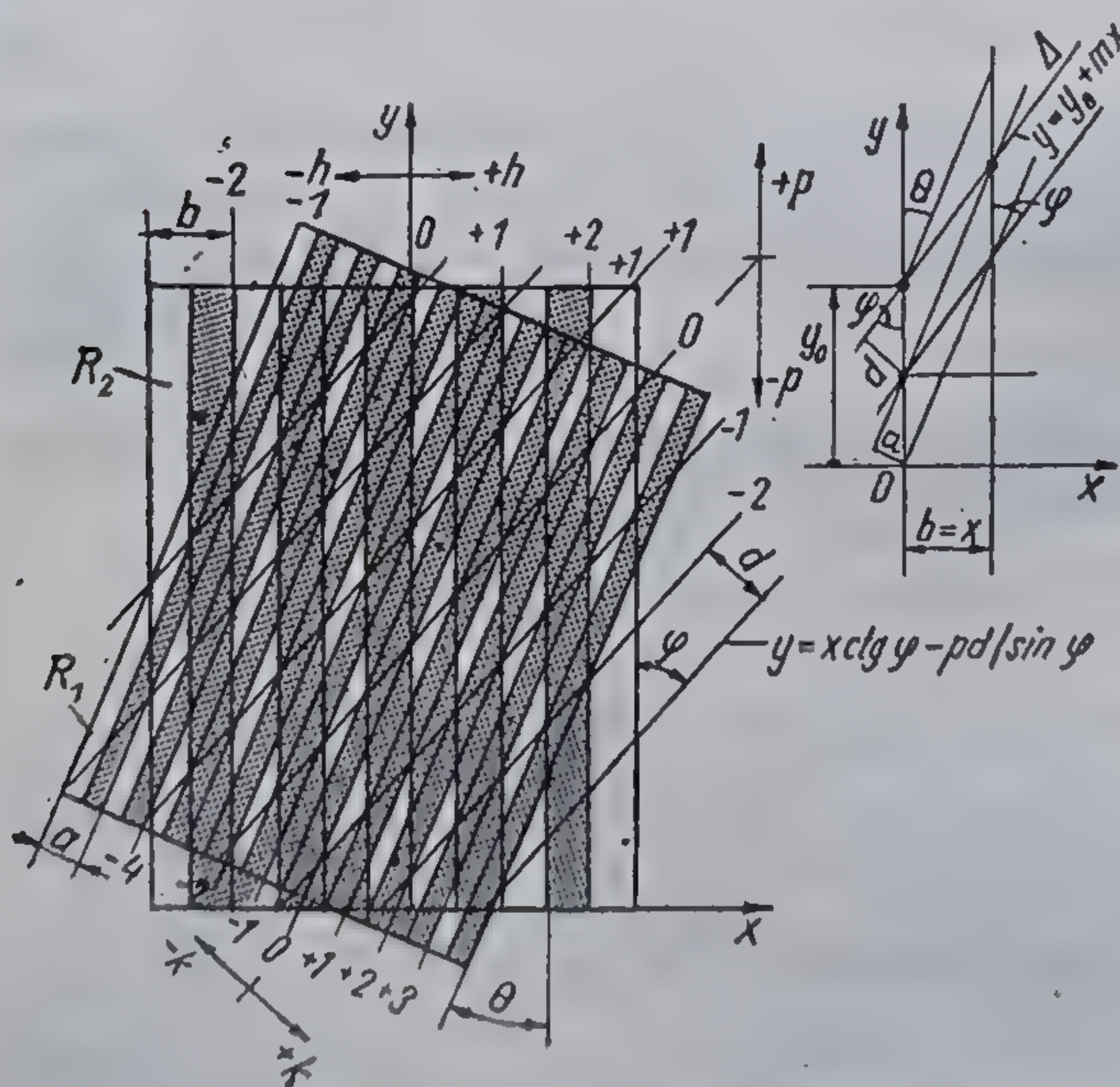


Fig. 4.44. Franje moiré liniare, sustractive și vizibile.

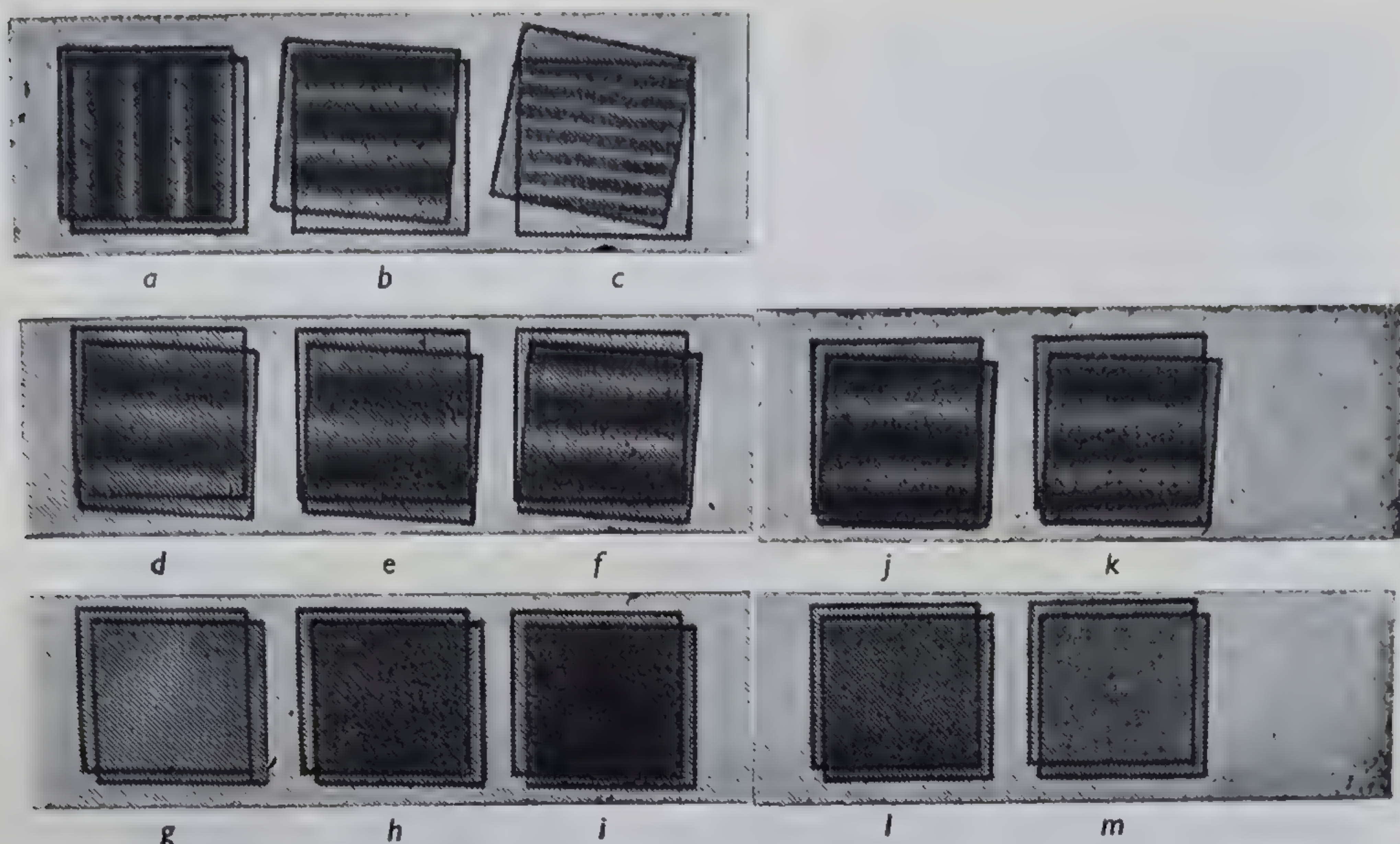


Fig. 4.45. La deplasarea relativă a două rețele liniare se deplasează franjele.

Pentru $a = b$ rezultă $\varphi = (\pi - \theta)/2$, adică franjele sînt perpendiculare pe bisectoarea unghiului θ (fig. 4.45, a, b). În acest caz, valoarea interfranjei este

$$d_s = a/2 \sin \frac{\theta}{2}. \quad (4.21)$$

În fig. 4.45, c...g se observă că franjele se deplasează în jos atunci cînd una din rețele se deplasează spre dreapta.

Cînd cele două rețele au pașii $a \neq b$ și sînt paralele ($\theta = 0^\circ$), la o deplasare relativă paralelă a rețelelor, iau naștere franje longitudinale (fig. 4.45, h), care se deplasează în același sens cu rețeaua mobilă. Dacă însă $a = b$ și $\theta = 0^\circ$, franjele se formează la infinit, adică, la o deplasare relativă, prin cele două rețele ori trece lumină, ori nu trece (fig. 4.45, i...m) și deci se poate efectua o „citire incrementală simplă”.

b. *Franje moiré rezultate din suprapunerea a două rețele radiale excentrice cu pașii β .* Se consideră două rețele radiale cu același pas unghiular β , situate cu centrele pe axa (Ox la distanța $2s$ (fig. 4.46). Ecuațiile celor două rețele sînt:

$$F(x, y) = h = \frac{1}{\beta} \arctg \frac{y}{x+s}, \quad y = (x+s) \tg h\beta, \quad (4.22)$$

$$G(x, y) = k = \frac{1}{\beta} \arctg \frac{y}{x-s}, \quad y = (x-s) \tg h\beta, \quad (4.23)$$

iar ecuația curbei de frontieră este

$$\psi(x, y) = \frac{x^2 + y^2 - s^2}{\beta^2[(x+s)^2 + y^2][(x-s)^2 + y^2]}, \quad (4.24)$$

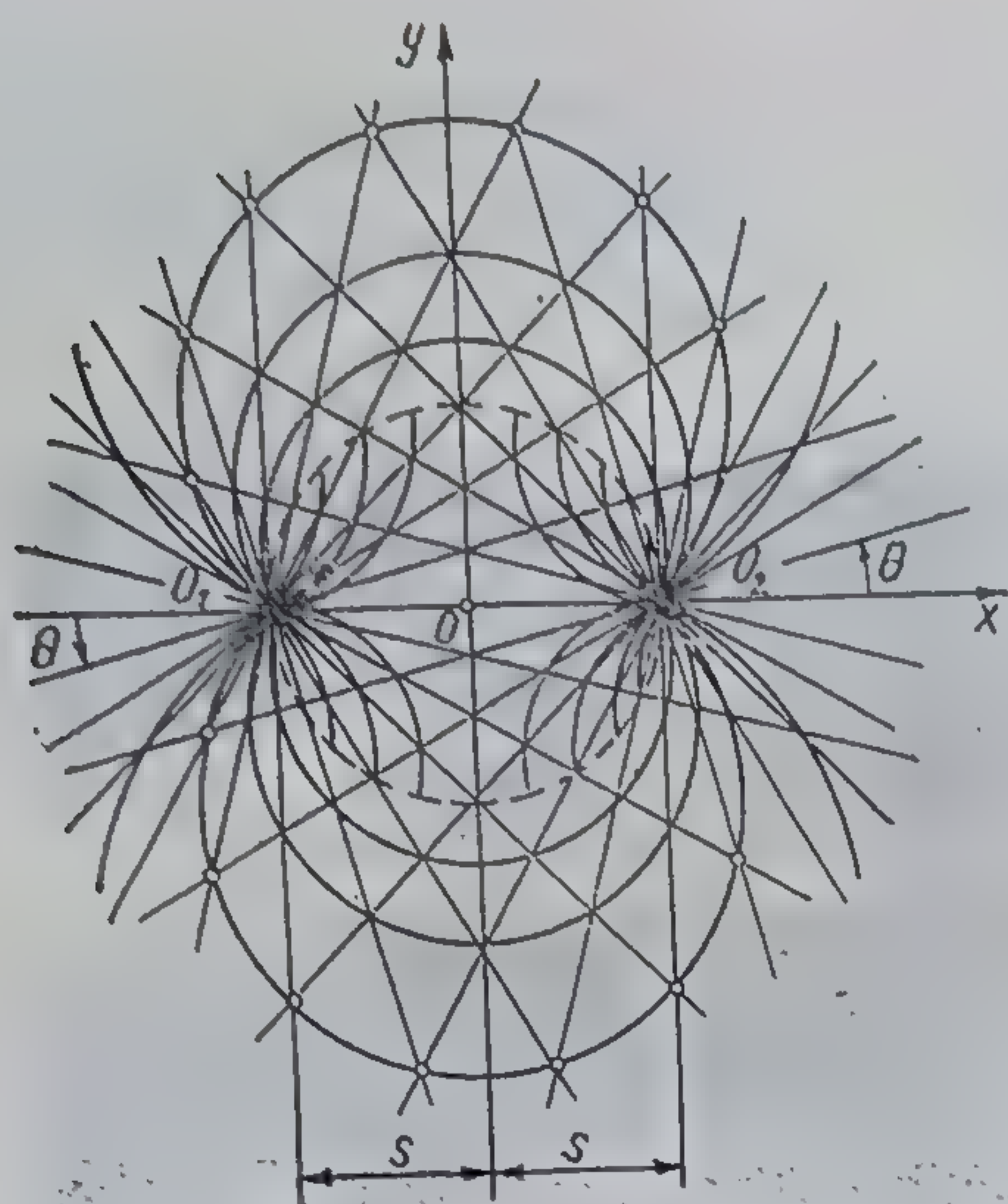


Fig. 4.46. Franje moiré rezultate din suprapunerea a două rețele radiale.

Pentru $\psi(x, y) = 0$ se obține cercul cu diametrul $2s$ și cu centrul în O . În afara acestui cerc funcția $\psi(x, y)$ este pozitivă, adică apar franje sustractive:

$$M_s(x, y) = \frac{1}{\beta} \left[\arctg \frac{y}{x+s} - \arctg \frac{y}{y-s} \right] = h - k, \quad (4.25)$$

iar în interiorul cercului apar franje aditive:

$$M_a(x, y) = \frac{1}{\beta} \left[\arctg \frac{y}{x+s} + \arctg \frac{y}{y-s} \right] = h + k. \quad (4.26)$$

Cu notațiile $\arctg \frac{y}{x-s} = \delta$ și $\arctg \frac{y}{x+s} = \gamma$ se poate scrie: ecuația franjelor sustractive, $M_s(x, y) = (\delta - \gamma)/\beta$ și apoi, după transformări, rezultă:

$$x^2 + y^2 + 2sy \cotg [M_s(x, y) \beta] = s^2, \quad (4.27)$$

care reprezintă o familie de „cercuri apolonice” care trec prin punctele O_1 și O_2 și au centrele pe axa Oy (v. fig. 4.46).

În interiorul cercului de frontieră se obțin franje aditive în formă de hiperbole echilatre

$$x^2 + y^2 - 2xy \cotg [M_a(x, y) \beta] = s^2. \quad (4.28)$$

Franje sustractive apar de la ordinul $m > 90^\circ/\beta^\circ$.

Se observă că pasul franjelor crește pe măsură ce distanța $2s$ (excentricitatea) scade (fig. 4.47, a ... d).

Cînd $2s = 0$, apare o singură franje la infinit (fig. 4.47, d). Dacă cele două rețele se rotesc una față de cealaltă, rețelele sînt alternativ luminoase și întunecoase și deci se poate realiza o citire incrementală a unghiului de rotire (fig. 4.37, e ... i).

c. Franje moiré obținute din suprapunerea unei rețele paralele cu o rețea radială. Ecuațiile celor două rețele (fig. 4.48) sînt:

$$F(x, y) = y/a = h \text{ și } G(x, y) = \frac{1}{\beta} \arctg \frac{y}{x-s} = k, \quad (4.29)$$

iar expresia liniei de frontieră este

$$\psi(x, y) = x/ax (x^2 + y^2). \quad (4.30)$$

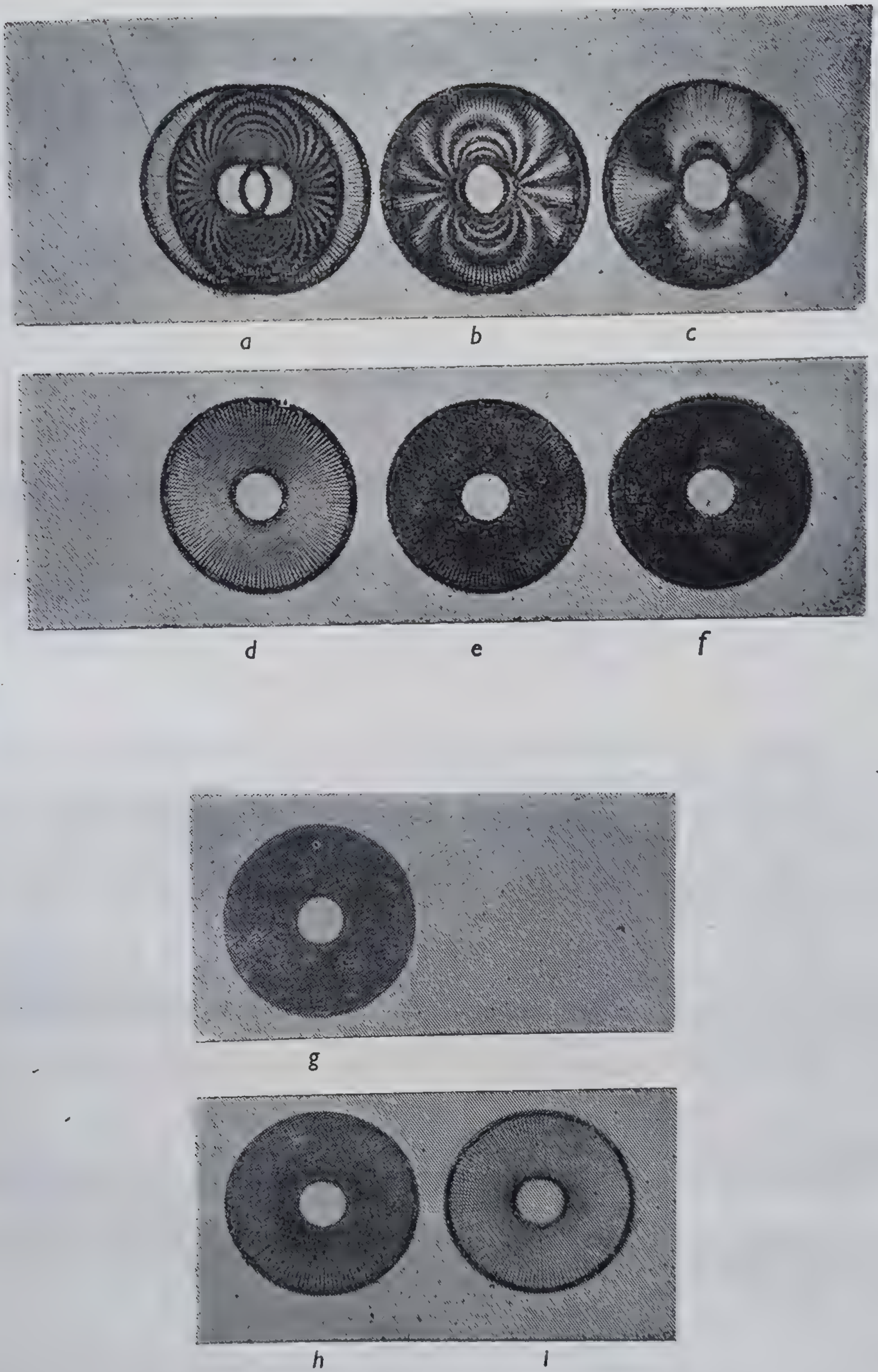


Fig. 4.47. La rotirea relativă a rețelelor se rotesc (se deplasează) franjele.

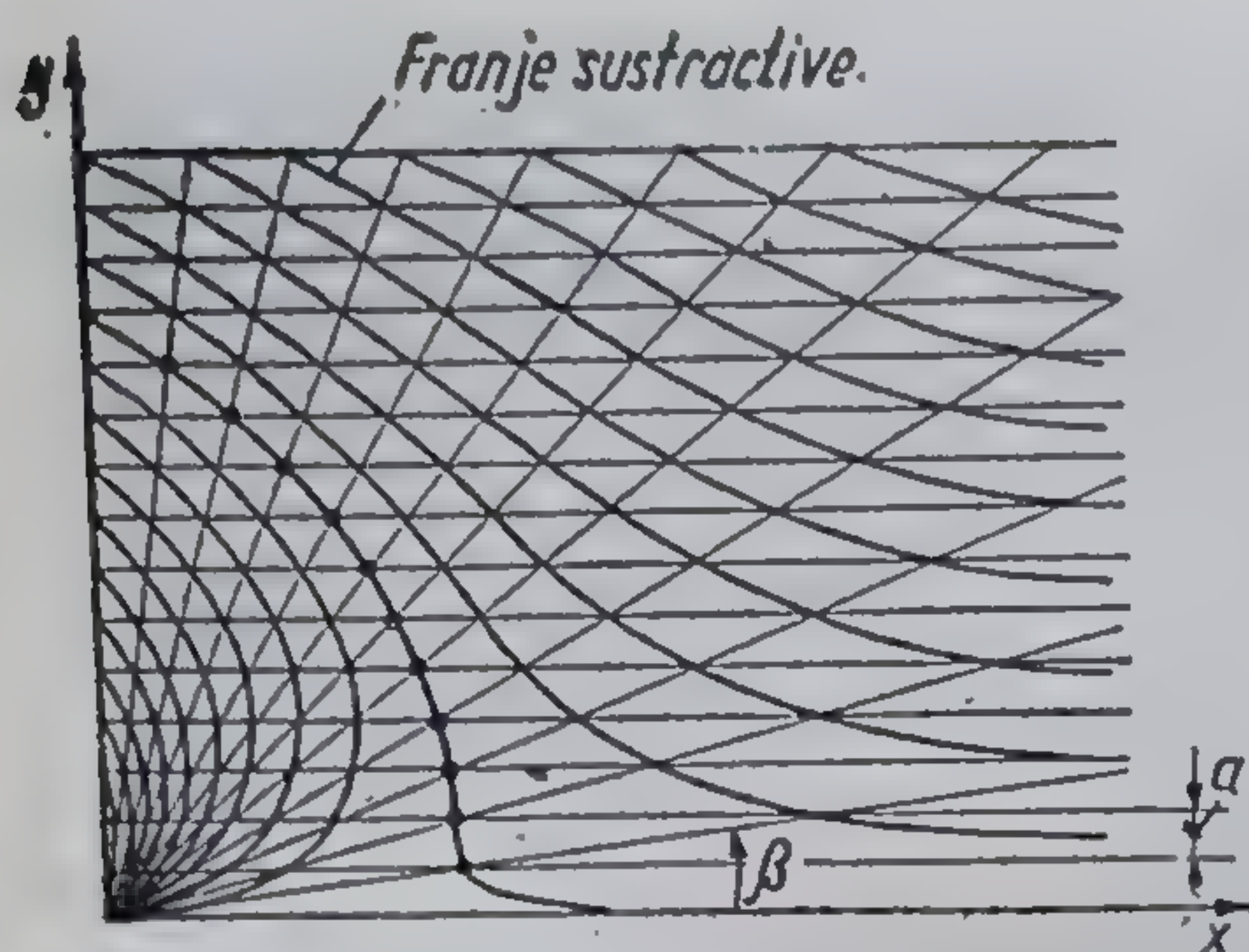


Fig. 4.48. La suprapunerea unei rețele liniare cu una unghiulară apar franje sustractive.

Pentru $x = 0$ funcția $\psi(x, y) = 0$ și deci axa Oy este linie de frontieră între franjele aditive din stînga axei Oy ($\psi(x, y) < 0$) și franjele sustractive din dreapta axei Oy . Cele două familii de franje sînt date de expresiile:

$$M_s(x, y) = \frac{y}{a} - \frac{1}{\beta} \arctg \frac{y}{x} = h_1, \quad (4.31)$$

$$M_a(x, y) = \frac{y}{a} + \frac{1}{\beta} \arctg \frac{y}{x} = k_2. \quad (4.32)$$

d. *Franje moiré rezultate din suprapunerea a două rețele formate din cercuri concentrice situate la distanța $2s$*

$$F(x, y) = \frac{1}{a} \sqrt{(x + s)^2 + y^2} = h \quad (4.49)$$

și

$$G(x, y) = \frac{1}{b} \sqrt{(x - s)^2 + y^2} = k. \quad (4.50)$$

Expresia liniei de frontieră este $x^2 + y^2 = s^2$, adică linia de frontieră este un cerc cu centrul în O .

Pozițiile franjelor sustractive $M_s(x, y) = h - k$ și aditive $M_a(x, y) = h + k$ depind de raportul a/b .

Pentru $2s > a = b$ apar franje eliptice $4x^2/p^2 + y^2(4 - s^2)/p^2 = 1$ în interiorul cercului de frontieră și hiperbolice $4x^2/p^2 - y^2(4 - s^2)/p^2 = 1$ în afara cercului.

Cînd $a = b$ și $s = 0$, franjele date de ecuația $(x \pm s)^2 + y^2 = k^2 a^2$ se suprapun la infinit și deci nu se văd. Dacă însă $a \neq 0$ și centrele cercurilor coincid, apar franje la distanța $m ab/(a - b)$, măsurată de la centrul comun, în care m este număr întreg pozitiv.

f. *Franje moiré rezultate din suprapunerea a două figuri (zone) Fresnel.*

$$\text{Rețelele Fresnel } (x - s)^2 + y^2 = h/\pi \text{ și } (x + s)^2 + y^2 = k/\pi \quad (4.51)$$

situate la distanța $2s$, avînd suprafețele egale cu unitatea, dau franje moiré date de ecuația $x = p/4\pi s$. Așadar, apar drepte paralele situate la distanța $d = 1/4 \pi s$.

g. *Franje moiré rezultate din suprapunerea unei rețele Fresnel cu o rețea din linii paralele. Ecuațiile rețelelor*

$$F(x, y) = x^2 + y^2 = h/\pi \quad (4.52)$$

și

$$G(x, y) = x = ka, \quad (4.53)$$

iar ecuația franjelor moiré este

$$(x - r/2\pi a)^2 + y^2 = p/\pi + (r/2\pi a)^2. \quad (4.54)$$

Distanța unei franje față de centrul rețelei Fresnel este $r/2\pi a$. Dacă pasul rețelei din drepte paralele este $a = r/\sqrt{2\pi}$, are loc un defazaj egal cu π pentru raza r .

h. Franje moiré rezultate din suprapunerea unei rețele de linii paralele cu o rețea de cercuri concentrice echidistante.

$$F(x, y) = \frac{y}{a} = h, \quad G(x, y) = \sqrt{\frac{x^2 + y^2}{b^2}} = k; \quad (4.55)$$

$$\psi = (x, y) = \frac{2y}{b^2} \cdot \frac{1}{a} = 0. \quad (4.56)$$

Rezultă că linia de frontieră este axa Ox . Deasupra axei Ox apar franje sustractive

$$M_s(x, y) = \sqrt{(x^2 + y^2)/b^2} - y/a = h - k = p_s. \quad (4.57)$$

și franje aditive $M_a(x, y) = \sqrt{(x^2 + y^2)/b^2} + y/a = h + k = p_a$. Dacă rețeaua circulară are pasul $b = b_0(1 + \lambda)$ se disting următoarele cazuri:

$\lambda > 0 \rightarrow b > a$ (zona I); $\lambda < 0 \rightarrow b < a$ (zona a II-a); $\lambda = 0 \rightarrow b = a$ (zona a III-a).

Franje moiré apar și la suprapunerea altor curbe.

4.13.3. Numărarea și discriminarea sensului de deplasare a frajelor

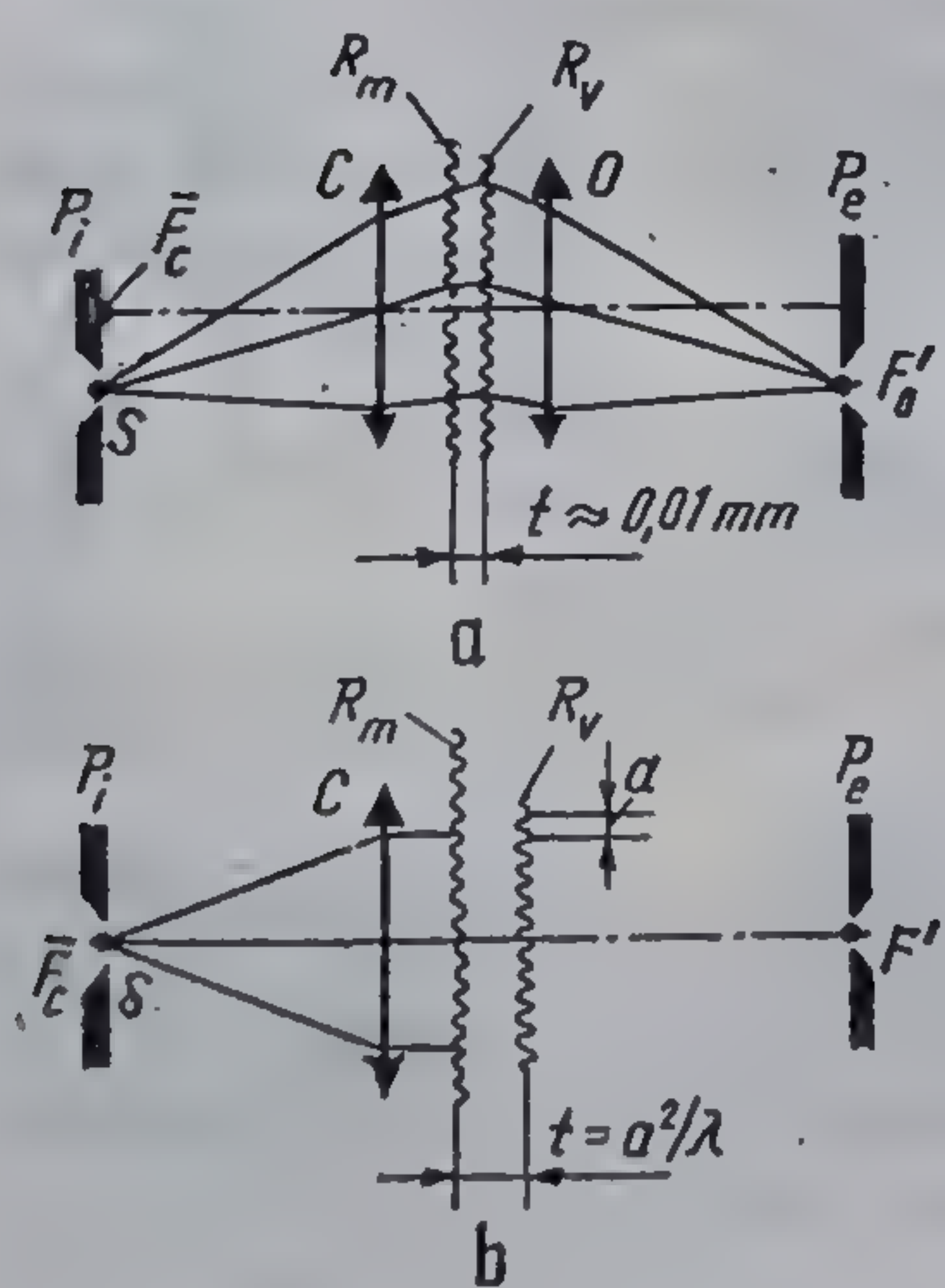


Fig. 4.49. Franje obținute prin difracția:
Fraunhofer; b — Fresnel.

a. Numărarea franjelor. În cazul în care se folosesc rețele cu frecvență spațială mare se poate utiliza iluminarea paralelă pentru ca să apară difracția de tip Fraunhofer (fig. 4.49, a).

Franje moiré apar dacă cele două rețele R_m și R_v sînt înclinate cu unghiul θ mic. Se recomandă iluminarea cu fascicule paralele oblice, pentru ca fotoreceptorul situat reflex — simetric față de rețea să capteze (să numere) franjele de ordinul de difracție zero. În acest mod rezultatul măsurătorii nu depinde de variația distanței $t \approx 0,01$ mm dintre rețele.

La difracția Fresnel (fig. 4.49, b) iau naștere imagini succesive ale rețelei R_m paralele cu rețeaua. Se recomandă ca rețeaua R_v să fie situată paralel cu rețeaua R_m în planul primei imagini R'_m , situată la distanța $t = a^2/\lambda$, dar înclinată cu unghiul θ , pentru ca să apară tabloul de franje moiré. În cazul rețelelor de fază, $t = (n - 1/2) \cdot a^2/\lambda$, unde n este număr

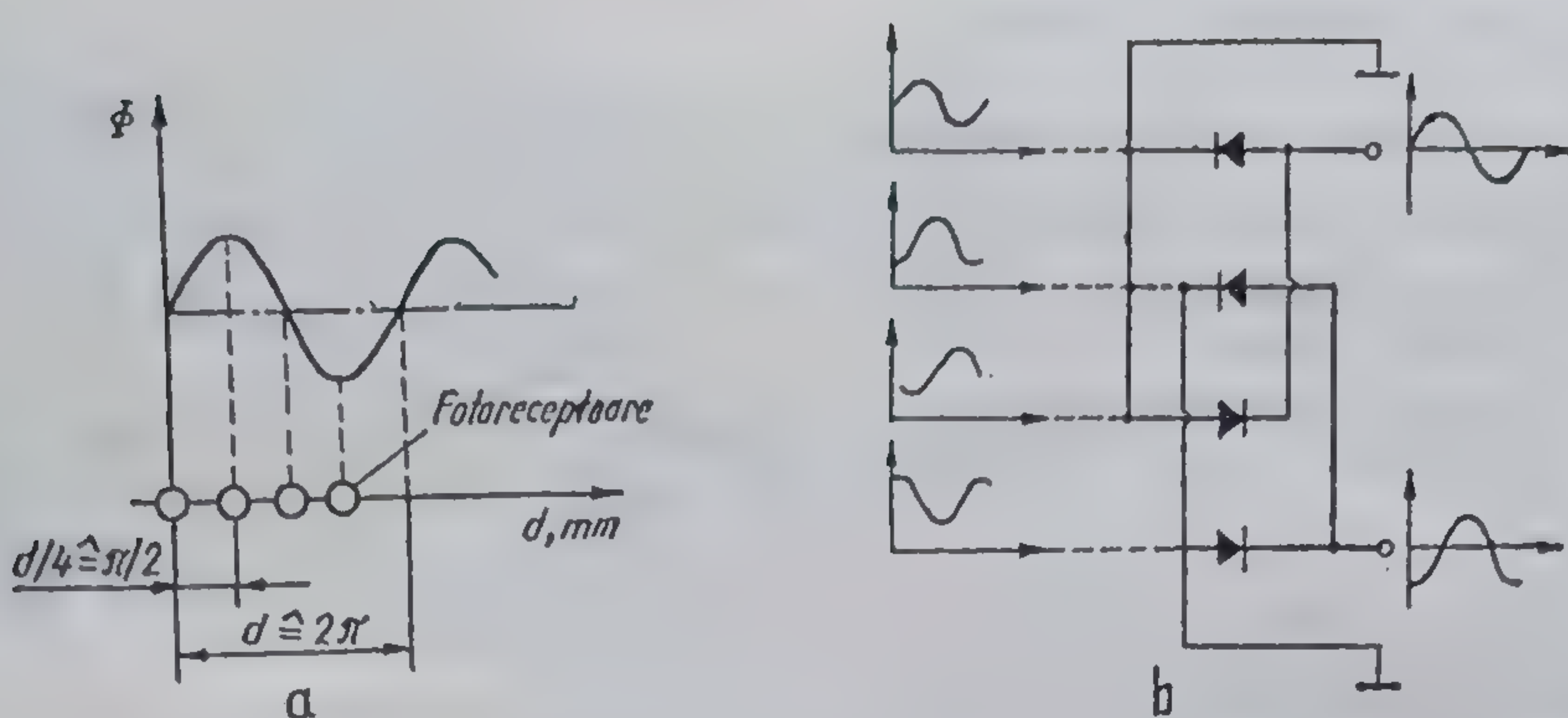


Fig. 4.50. Montarea și conectarea fotoreceptorului pentru numărarea și discriminarea sensului de deplasare a franjelor:
a — montarea; b — conectarea.

întreg mic, iar în cazul rețelelor de amplitudine, $t = na^2/\lambda$. Cum însă planele imaginilor Fresnel sînt aproape de rețea, se recomandă $t = (n - 0,1) a^2/\lambda$. Distanța t optimă se ajustează urmărind contrastul maxim.

În concluzie, franjele moiré pot să ia naștere nu numai între două rețele ci și între imaginile lor reale, ori între o imagine reală și o rețea, atît la cele care funcționează prin reflexie cît și la care funcționează prin transmisie.

b. *Discriminarea sensului deplasării franjelor.* Discriminarea sensului se poate efectua cu 2 sau cu 4 fotoreceptoare astfel situate încît semnalele captate să fie defazate în quadratură. Concret, se variază unghiul θ pînă cînd distanța d dintre franjele sustractive este suficient de mare pentru ca să încapă 4 fotoreceptoare, în așa fel încît distanțele dintre acestea să fie $d/4$ (fig. 4.50, a). Cu alte cuvinte, fiecare fotoreceptor produce un semnal defazat în avans cu $\pi/2$ față de cel precedent. Conectarea acestora ca în fig. 4.50, b permite obținerea a doi curenți alternativi defazați cu $\pi/2$, adică sin/cos. În fig. 4.51, a se observă cum fluxul luminos își modifică faza la deplasarea rețelelor, căzînd succesiv pe cele 4 fotoreceptoare. Se înțelege că rețeaua vernier R_v trebuie să fie realizată numai în zona fotoreceptoarelor.

În cazul măsurării incrementale (fig. 4.51, b) cînd rețelele au frecvențele egale și sînt paralele, rețeaua vernier R_v conține patru zone identice, dar deplasate cu $d/4 \cong \pi/2$ una față de cealaltă (v. fig. 4.42).

În cazul în care interfranja d este prea mică și fotoreceptoarele nu pot fi introduse în acest interval se pot utiliza soluțiile din fig. 4.52, care conțin fibre din sticlă și prisme dispuse convenabil.

c. *Prelucrarea semnalelor date de fotoreceptoare.* 1) *metoda figurilor lui Lissajous.* Cele două semnale sin și cos sînt introduse la bornele x și y ale unui osciloscop; cînd amplitudinile și frecvențele sînt egale, figura Lissajous este un cerc; sensul de rotație a spotului corespunde cu sensul de deplasare a rețelei mobile; cînd spotul se rotește cu 2π rad, rețeaua se deplasează cu un pas; această deplasare poate fi interpolată. 2) *metoda undei auxiliare.* Fie cele două semnale $\sin\theta$ și $\cos\theta$ furnizate de sistemul cu fotoreceptoare, unde $\theta = 2\pi x/a$, x este deplasarea rețelei mobile, iar a pasul rețelelor. Aceste două unde se amplifică cu $\sin\varphi$ și $\cos\varphi$, unde φ este unghiul de fază. Sem-

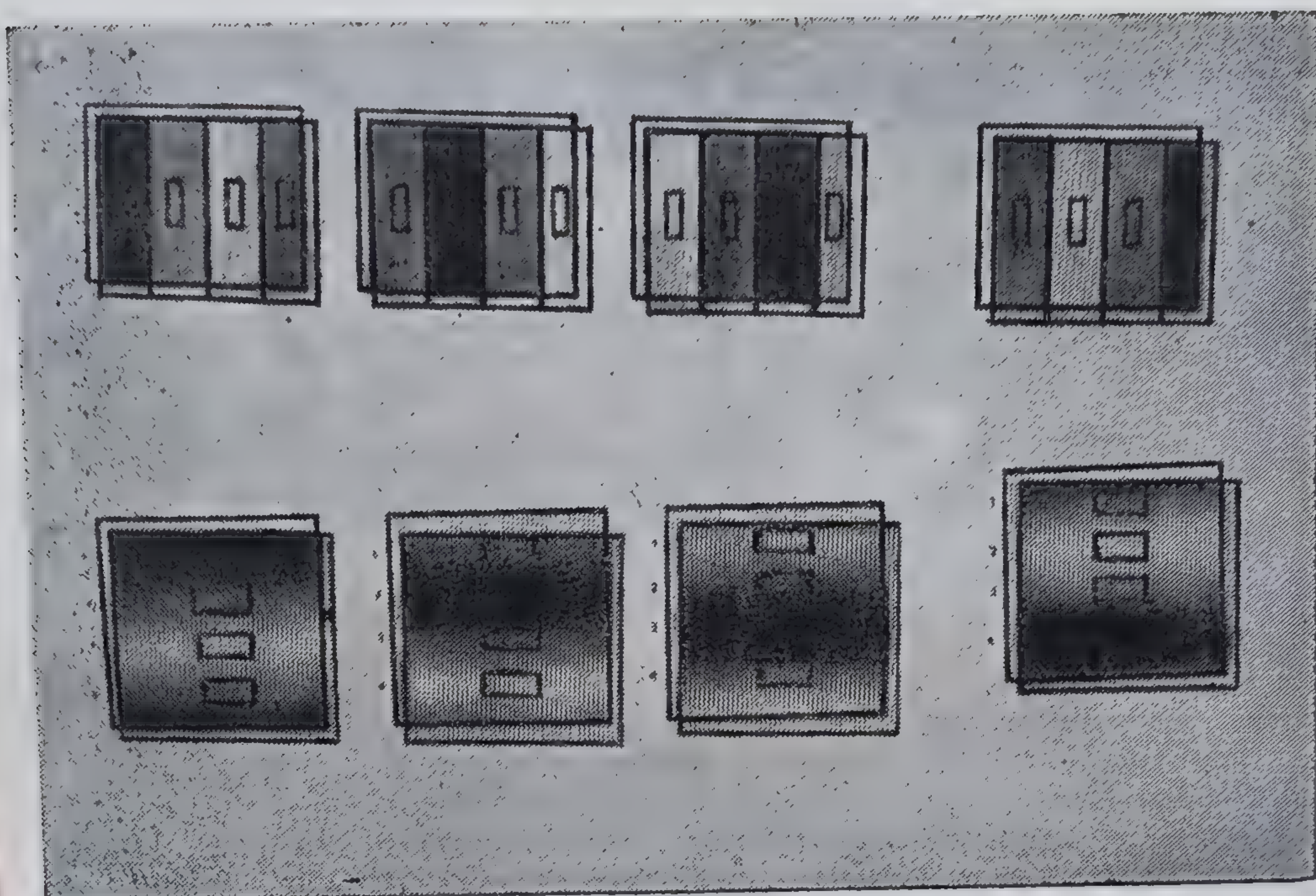


Fig. 4.51. Numărarea și discriminarea sensului mișcării franjelor la măsurarea incrementală.

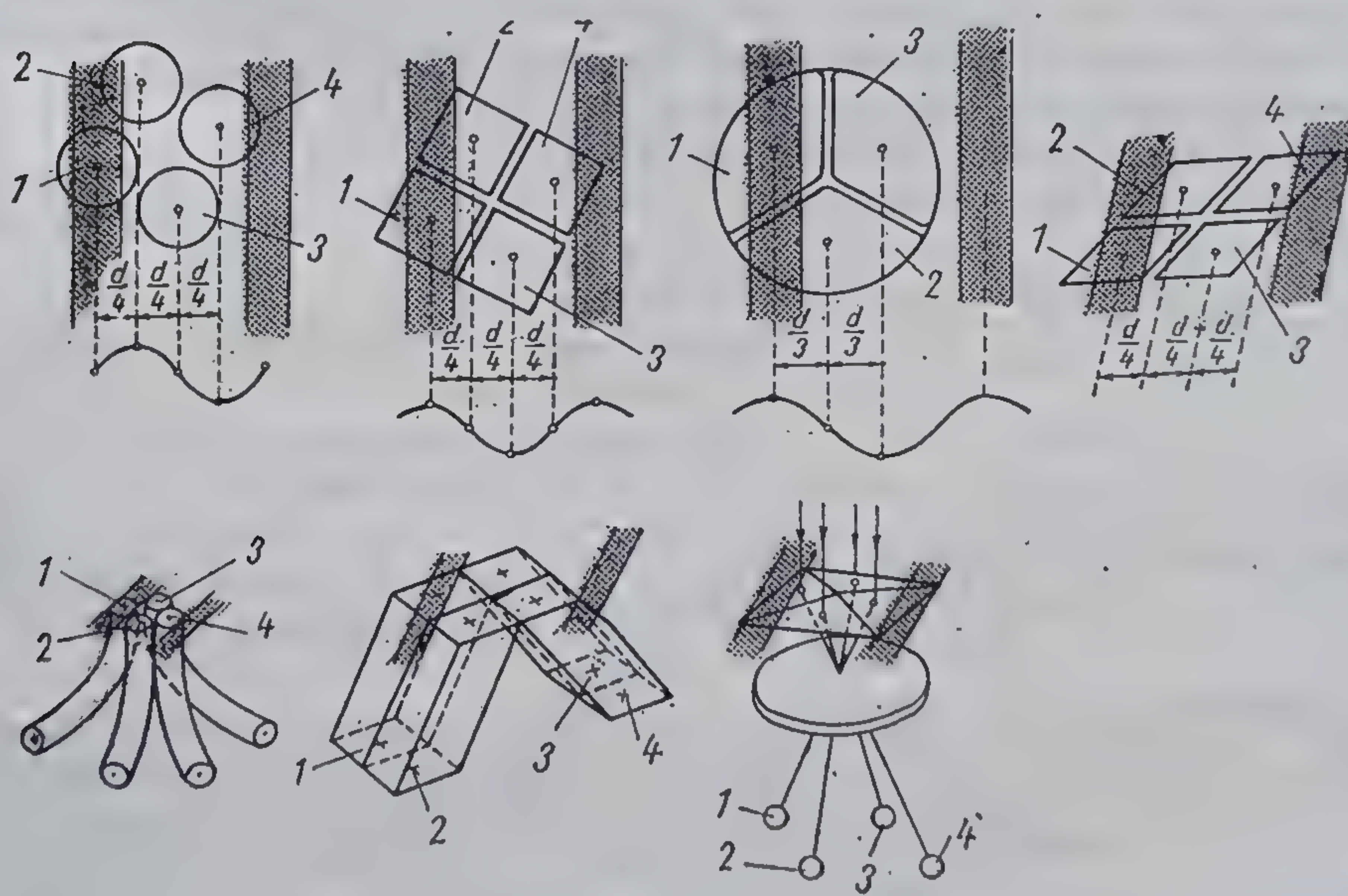


Fig. 4.52. Soluții constructive de poziționare a fotoreceptoarelor.

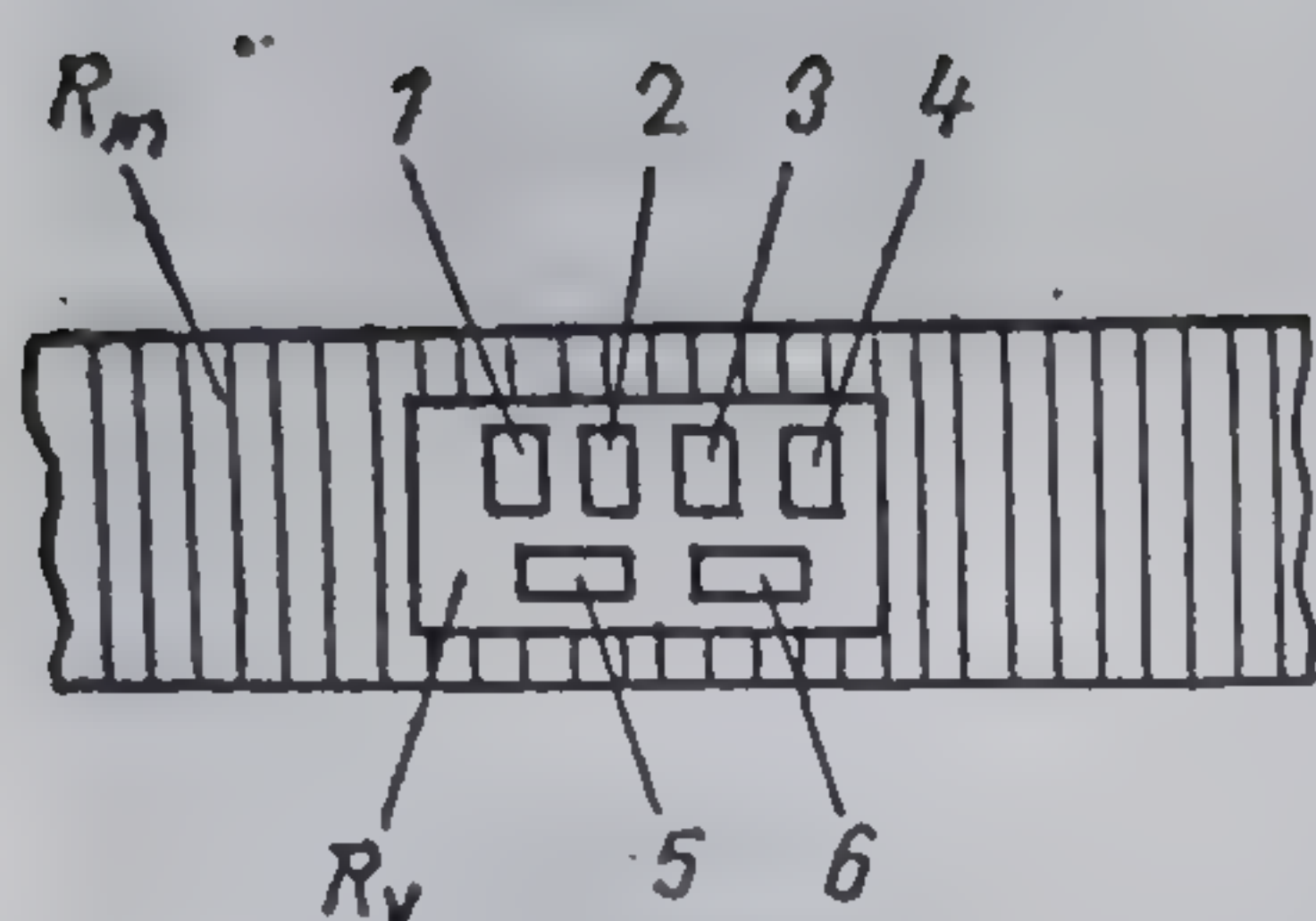


Fig. 4.53. Dispunerea fotoelementelor în cazul de palpăre a unei rigle.

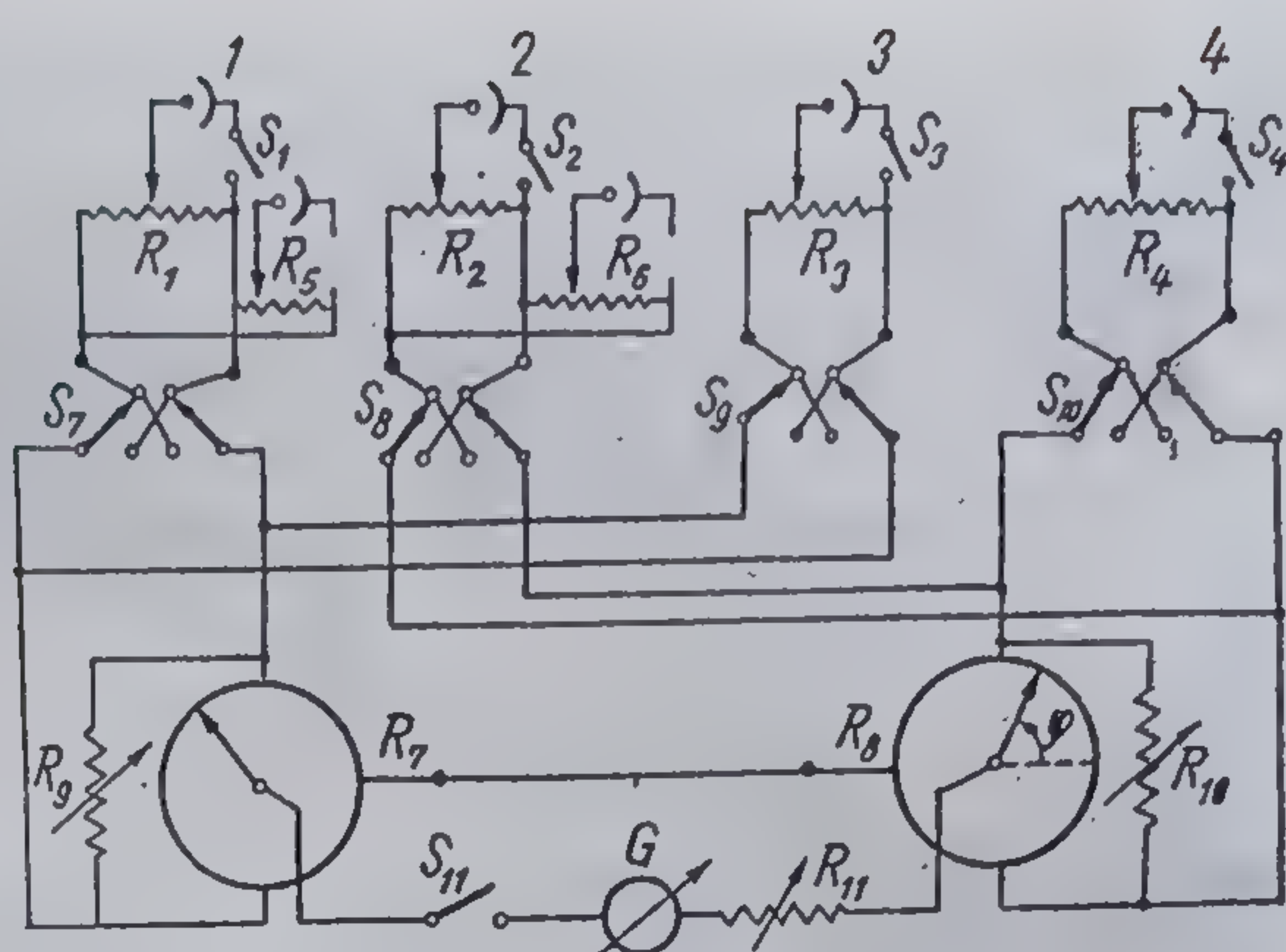


Fig. 4.54. Conectarea fotoreceptoarelor din fig. 5.43.

nalele rezultate se scad și se obține $\sin(\theta - \varphi)$. Când acest semnal trece prin zero rezultă $\theta = \varphi$. Cunoscând unghiul φ , se obține θ .

Fie sistemul de rețele din fig. 4.53 cu fotoreceptoarele 1 ... 6. Fotoreceptoarele 1 ... 4 din poziția superioară sînt defazate cu $\pi/2$, adică deplasate cu $d/4$, iar fotoreceptoarele 5 și 6 de pe pista inferioară sînt iluminate prin ferestrele transparente ale rețelei vernier R_v .

Fotoreceptoarele 1, 3 și 5 sînt astfel conectate (fig. 4.54) încît orice semnal eroare rezidual este anulat de semnalul emis de receptorul 5. La fel sînt conectate și fotoreceptoarele 2, 4 și 6.

R_7 și R_8 sînt ramurile \sin și \cos ale unui potențiometrului; mufele centrale ale acestora sînt conectate una cu alta și contactele lor sînt conectate la galvanometrul G de 50Ω șuntat la 450Ω . Dublul amplitudinii semnalului de ieșire al fiecărei ramuri este $0,25\%$ din semnalul de intrare.

Pentru interpolare se impun următoarele condiții:

- semnalele aplicate potențiometrului să varieze sinusoidal cu deplasarea rețelei divizionare (vernier) R_v cu o perioadă corespunzătoare deplasării cu un pas;
- semnalele să fie egale în amplitudine și defazate cu $\pi/2$;
- semnalele \sin și \cos să fie proporționale cu $\sin\varphi$ și $\cos\varphi$, φ fiind poziția unghiulară a rotorului potențiometrului.

Pentru satisfacerea acestor condiții sistemul trebuie ajustat astfel: — se ajustează dispozitivul de iluminare astfel ca fasciculul luminos să fie normal pe rețele; — axa filamentului să fie paralelă cu liniile rețelelor (la franje longitudinale); — se ajustează distanța t ; — se înclină cele două rețele cu unghiul θ ; — se elimină armonicile superioare prin extinderea sursei.

Se egalizează semnalele în fiecare pereche procedînd astfel:

- se iluminează fotoreceptorul 1 și se ajustează galvanometrul la deflecție maximă; la fel se procedează cu fotoreceptorul 3, după care se ajustează rezistențele R_1 și R_3 pînă cînd deflecțiile galvanometrului devin egale;
- se repetă operațiile pentru fotoreceptoarele 2 și 4 și se așază comutatoarele S_1, \dots, S_{10} astfel încît deflecțiile galvanometrului să fie de aceeași parte a poziției zero.

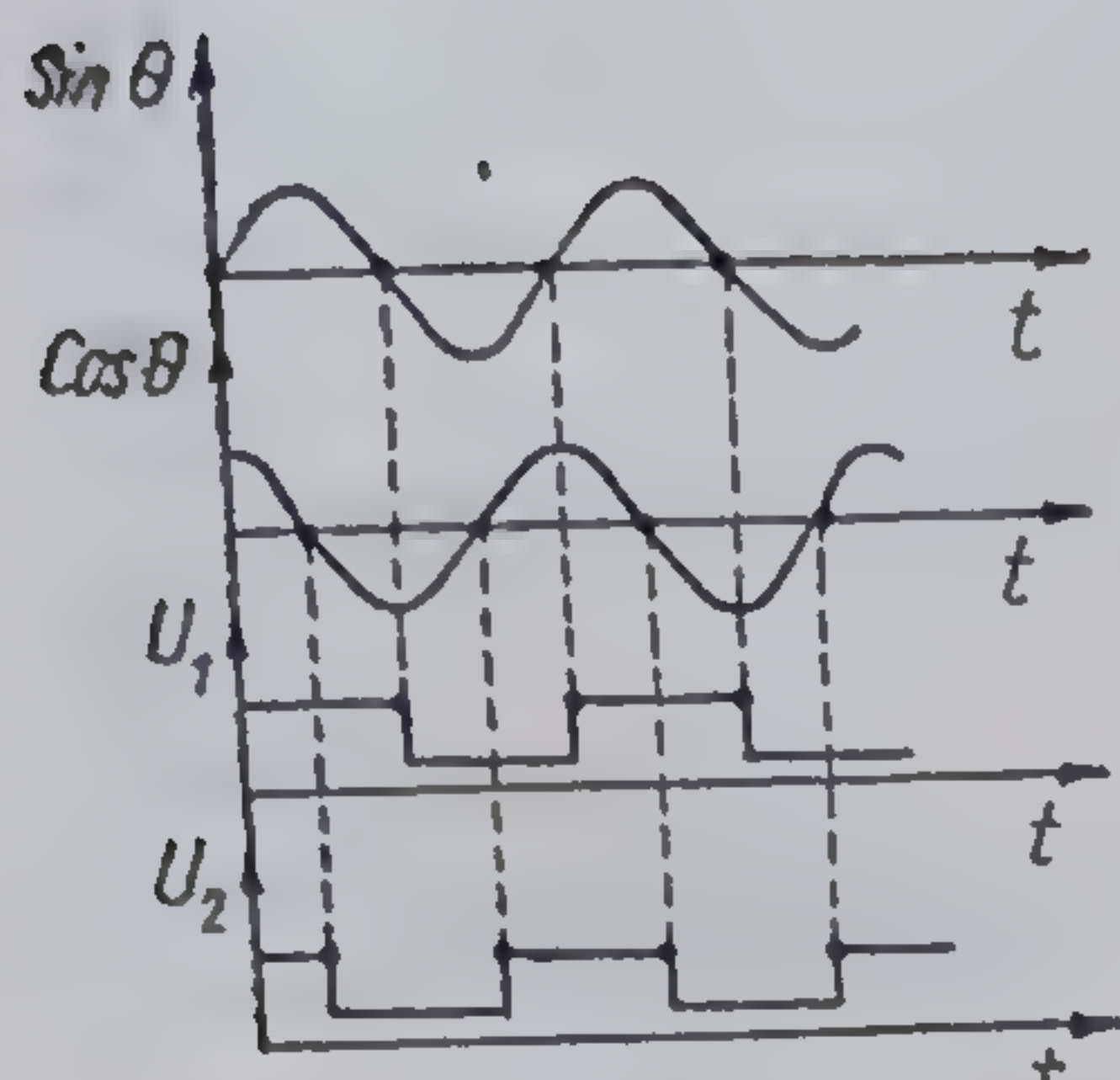


Fig. 4.55. Divizarea electrică a semnalului.

Mai de parte se compensează componenta continuă. Pentru aceasta se iluminează fotoreceptoarele 1 și 3 cu semnalele aplicate la potențiometrul în curent continuu în opoziție și se ajustează potențiometrul și rețeaua pentru deflecția maximă a galvanometrului. După aceasta, se inversează cele două fotoreceptoare și se repetă operațiile. Dacă deflecțiile sînt diferite se iluminează fotoreceptorul 5 cu polaritatea potrivită și se ajustează R_5 .

Pentru egalizarea semnalelor sin și cos aplicate la potențiometrul, se iluminează fotoreceptoarele 1, 3 și 5 și se ajustează potențiometrul pentru unghiul maxim al galvanometrului. Se înclină apoi rețeaua și se nontează deviația galvanometrului. Se repetă operațiile pentru fotoreceptoarele 2, 4 și 6 și rezistențele R_9 și R_{10} pînă cînd unghiurile galvanometrului sînt egale.

Quadratura de fază se obține astfel:

- se realizează defazajul $\varphi = \pi/4$;
- se iluminează fotoreceptoarele 1 ... 4 și se deplasează rețeaua comparînd deviația galvanometrului cu valoarea observată cînd S_8 și S_9 sînt inversate;

- eventualele diferențe de fază pot fi eliminate prin deplasarea axială a lămpii, deoarece convergența sau divergența fasciculului care cade pe rețea schimbă imaginea rețelei pe vernier și se schimbă fazele semnalelor fotoreceptoarelor.

Procesul de ajustare trebuie repetat de cîteva ori. Frecvența de rotație a potențiometrului nu trebuie să fie mai mare de 60 rot/min. Sistemul descris mai sus permite interpolarea unui pas cu 10^{-3} din pas.

d. *Metoda trecerii prin zero.* Cînd semnalul sin/cos atinge valoarea zero (fig. 4.55) se comandă un circuit basculant bistabil care își schimbă poziția. În acest mod se obțin semnalele digitale U_1 și U_2 , a căror prelucrare logică permite divizări cu 2, 4 și 8 precum și determinarea sensului.

În fig. 4.56, a se prezintă modul de divizare cu 2 și discriminarea sensului de mișcare a rețelei mobile R_m , folosind cele două semnale de intrare sinusoidale. În fig. 4.56, b se arată schimbarea sensului funcției sinus în dependență de sensul de mișcare și invariența semnelor funcției cos.

O divizare superioară este posibilă prin utilizarea punctelor de intersecție ale curbelor sin și cos (fig. 4.56, c).

O altă schemă care materializează metoda trecerii prin zero este redată în fig. 4.57, a) (brevet francez 2.151.356-1973). Semnalele de intrare sînt $\sin\varphi$ / $\cos\varphi$, furnizate de fotoreceptoare. Circuitele 3 și 4 determină valoarea medie a fiecărui semnal de intrare. Valorile medii împreună cu cele instantanee intră în amplificatoarele diferențiale 1 și 2 care produc semnale de măsurare cu componentele continue nule. Pentru stabilirea valorii medii a semnalului $\sin\varphi$, se utilizează semnalul $\cos\varphi$ în circuitul 3 după ce trece prin circuitul 2, pentru ca trecerea sa prin zero să fie bine definită; apoi semnalul trece prin circuitul 6 de limitare a amplitudinii și respectiv prin circuitul 8 de tip flip-flop. Circuitul 8 intră în funcțiune la trecerea semnalului $\cos\varphi$ prin zero și produce un impuls ce declanșază circuitul 3 care stabilește valoarea medie a semnalului $\sin\varphi$, utilizînd valoarea sa extremă (pentru $\cos\varphi = 0 \rightarrow \sin\varphi =$

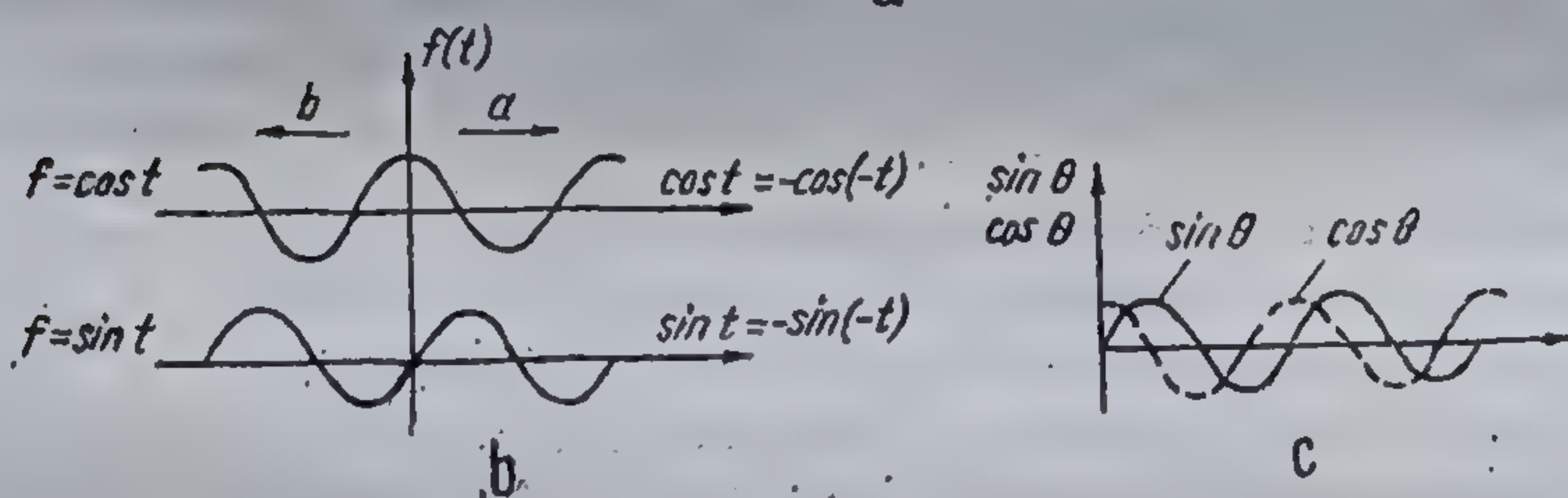
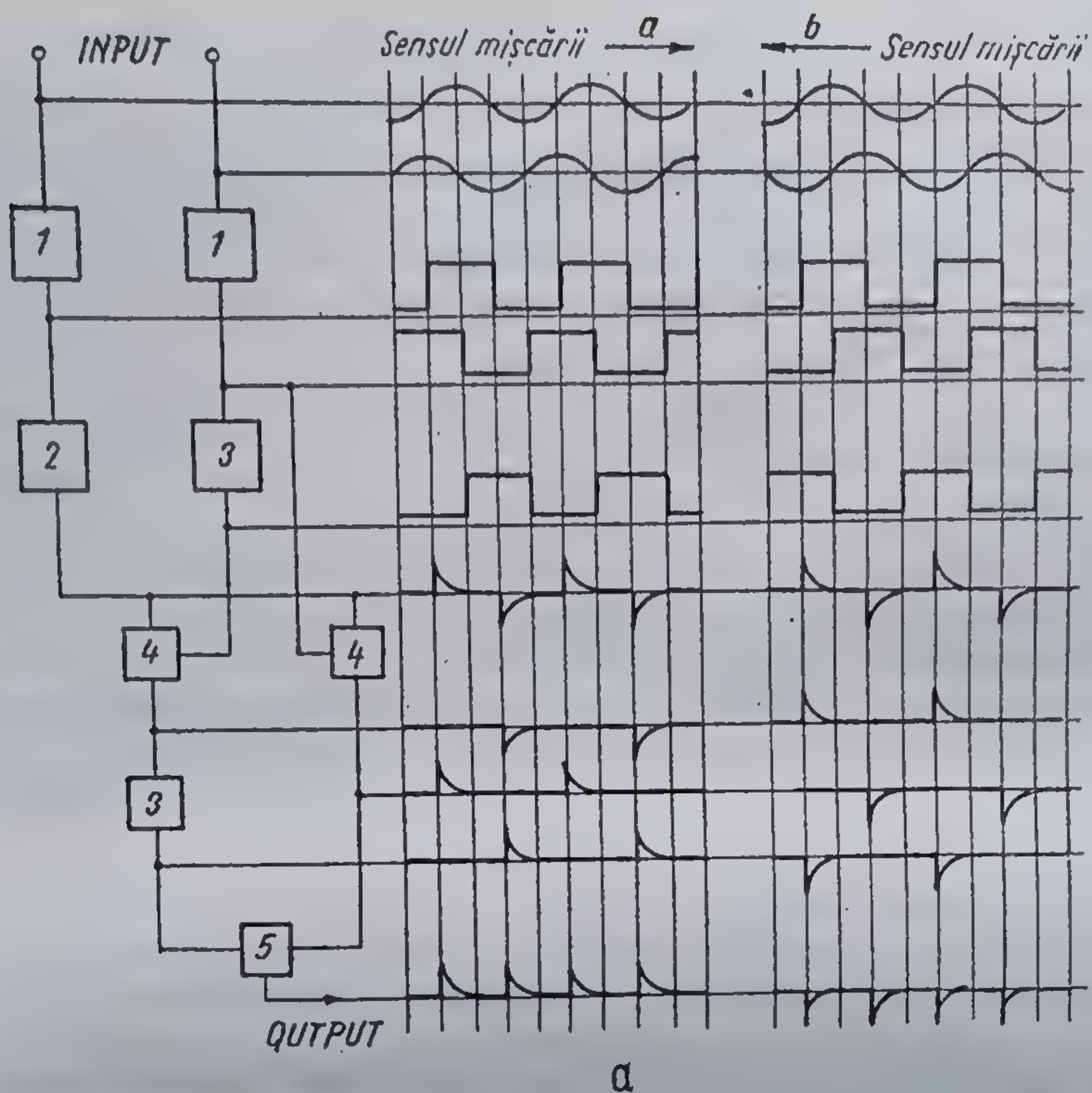


Fig. 4.56. Scheme de divizare: a — cu 2 și discriminarea sensului de mișcare a rețelei; b — superioară a semnalului prin intersectarea curbelor sin și cos.

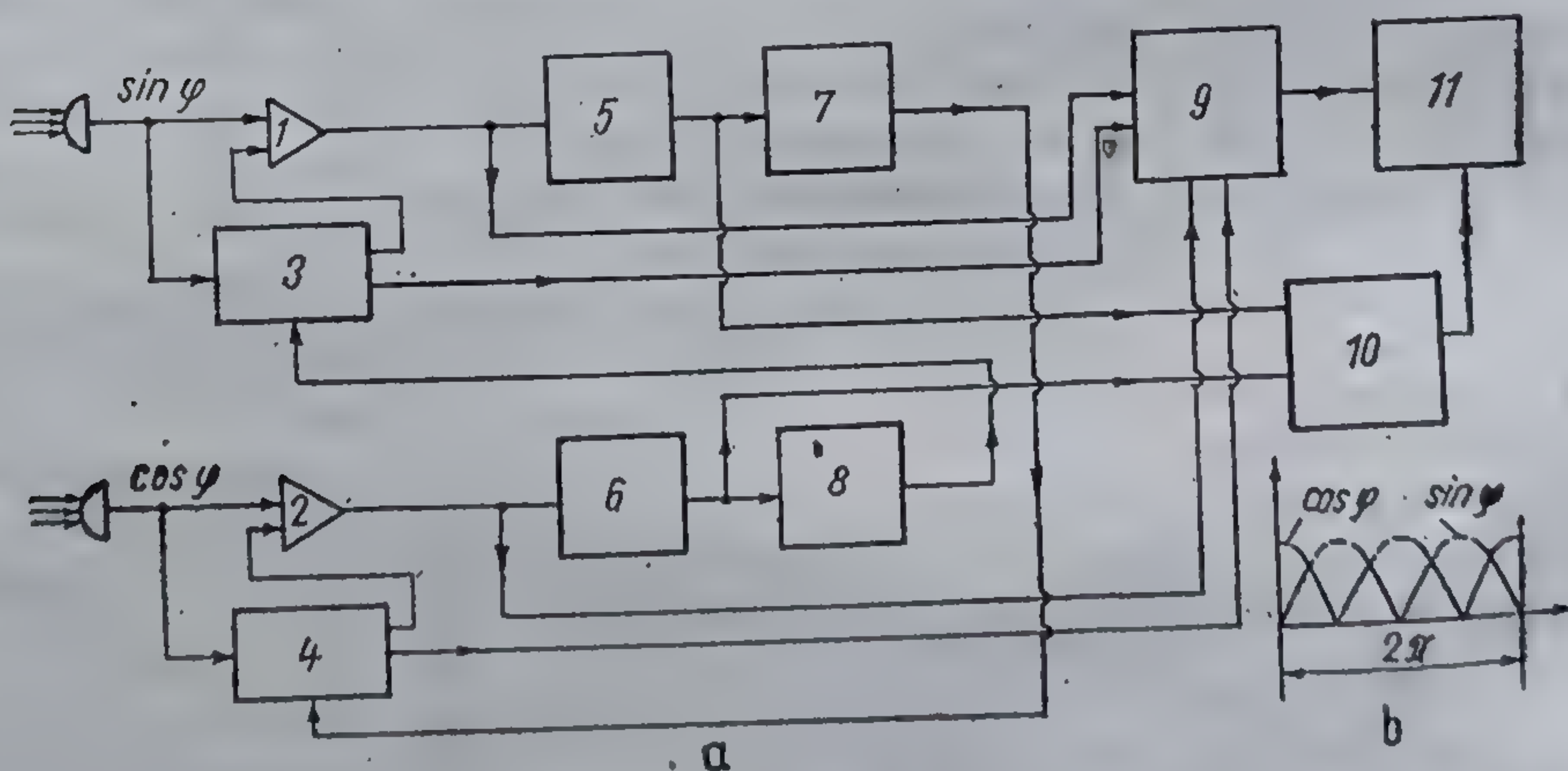


Fig. 4.57. Interpolarea electronică: a — prin metoda trecerii prin zero; b — prin cea a intersectării curbelor sin și cos.

max sau min). Circuitele 5 și 7 sînt similare cu circuitele 6 și 8. Dacă semnalele emise de 5 și 6 se transmit număratorului 10, care le adună și numără, trecerea prin zero a amplitudinilor cu trecerea prin zero a fiecărui semnal în parte, se obține o divizare cu 2. Încă o divizare cu 2 se obține dacă se iau în considerare și punctele de intersecție ale undelor $\sin\varphi$ și $\cos\varphi$ (v. fig. 4.57, b). O rezoluție superioară se obține dacă semnalele de la circuitele anterioare se introduc în interpolatorul 9. Înmagazinarea are loc în 10 și afișarea în 11. Fig. 4.57, b reprezintă cele două semnale introduse în circuitul 9. Interpolarea se face pe porțiunile reprezentate cu linie continuă. Se observă că perioada 2π este divizată cu 8.

4.13.4. Franje moiré realizate cu rețele de difracție

În fig. 4.58 este reprezentată schema unui traductor fotoelectric cu rețea moiré folosit la măsurări liniare și unghiulare, caracterizat prin stabilitate, sensibilitate și flexibilitate (brevet F. 7136120/07.10. 1971). Acesta poate fi iluminat *DIA* sau *EPI*. Utilizînd un sistem special de amplificare, sensibilitatea sa se apropie de cea unui interferometru, dar este în schimb foarte stabil, insensibil la erorile de poziție ale liniilor rețelelor și la variația lungimii de undă, a indicilor de refracție ori a altor factori de mediu. Un alt avantaj îl constituie distanța mare dintre rețele.

La deplasarea relativă a celor două rețele, din fotodetector ies semnale electrice modulate; acestea trec printr-o unitate de prelucrare și apoi sînt numărate impulsurile și stabilită poziția echipamentului mobil. Mai departe, semnalul modulat poate să treacă prin circuitul de comandă a mișcării mesei care poate pune în mișcare un dispozitiv de poziționare a mesei, după un program.

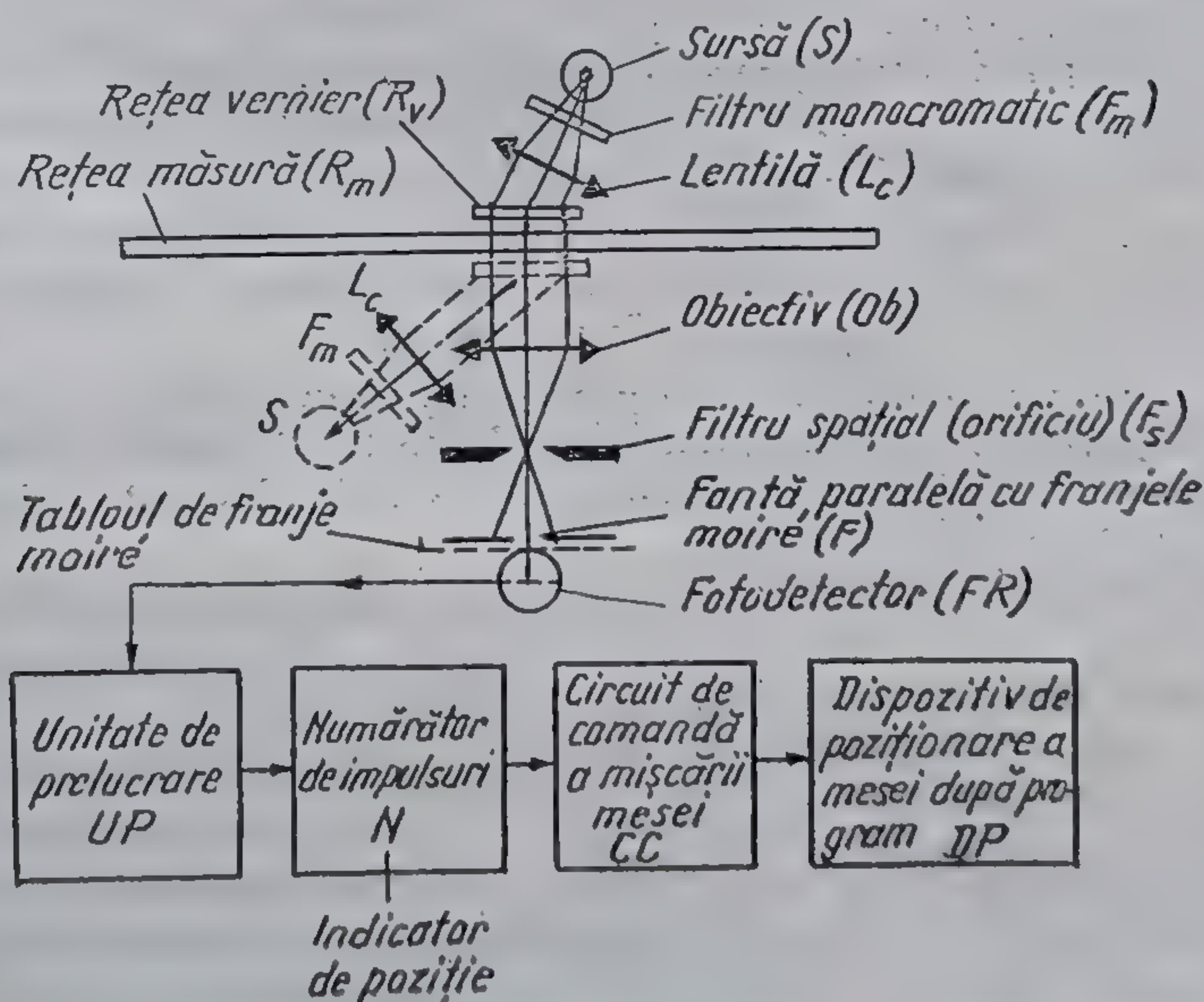


Fig. 4.58. Sistem de măsurare a deplasării cu franje moiré.

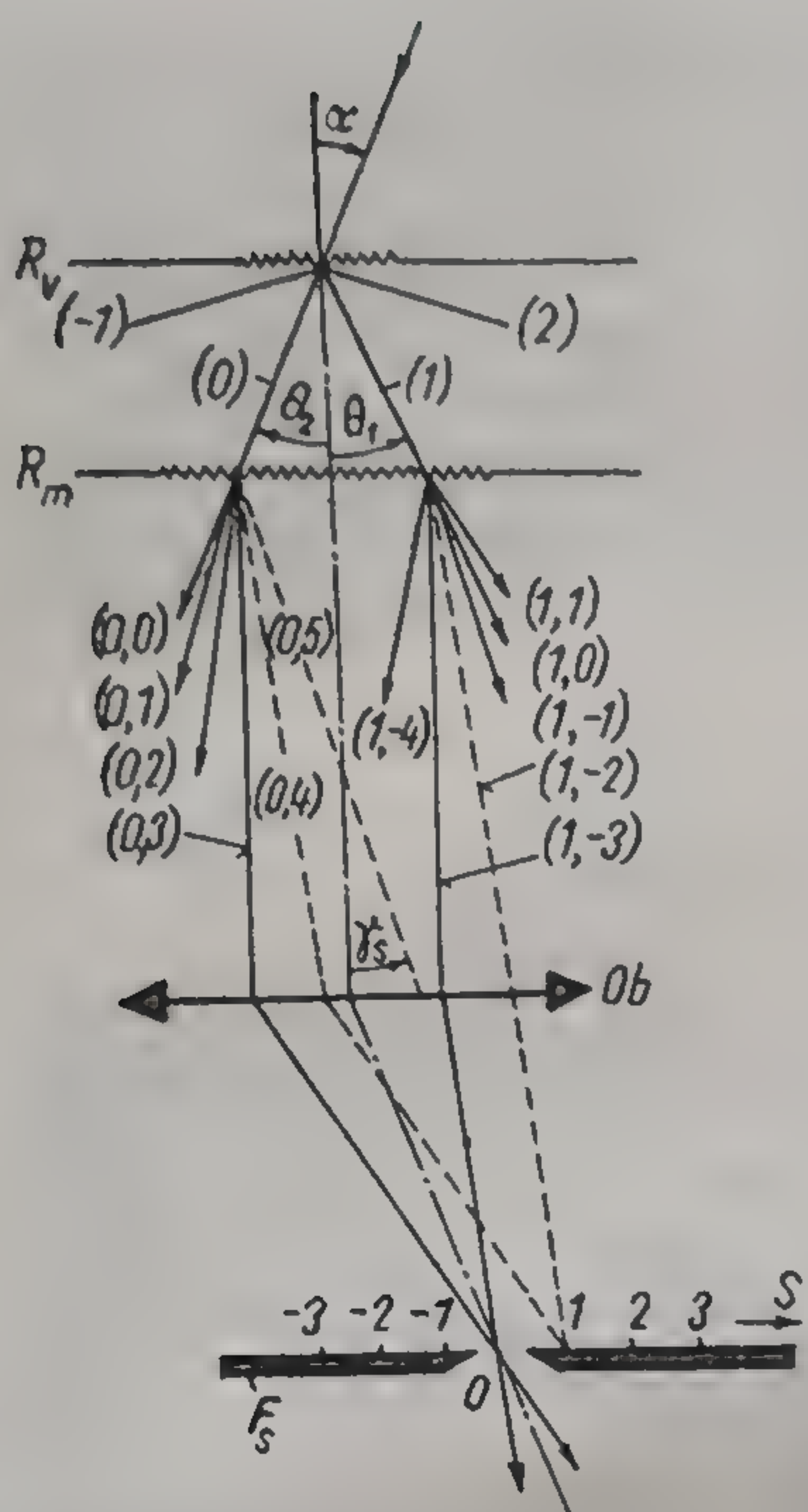


Fig. 4.59. Franje moiré realizate cu rețele de difracție.

În fig. 4.59 se arată modul de acțiune a rețelelor. Se observă că rețeaua vernier R_v produce difracția de ordinele 0 și 1, adică produce difracția dominantă pe nivelele a și $a + 1$. Unghiul de incidență α este astfel ales încît normala la rețeaua R_v să fie bisectoarea unghiului cuprins între nivelele de difracție dominante (0) și (1). Unghiul de incidență se obține din

$\sin \alpha = - (A + 1/2) \lambda / g_f$, iar unghiurile de difracție pentru cele două direcții sînt date de

$$\sin \theta_a = -\lambda/2 g_f \text{ și } \sin \theta_{a+1} = \lambda/2 g_f,$$

în care g_f este pasul rețelei și λ — lungimea de undă de referință. Unghiurile de difracție cresc cu ordinul de difracție. Se observă că $\theta_a = -\theta_{a+1}$ și deci lumina este distribuită simetric în raport cu normala la rețea. Această simetrie se obține prin deplasarea sursei.

Pasul rețelei de măsurare R_m este de β ori mai mare decît al rețelei R_v (în figura $\beta = 6$), β fiind factorul de amplificare a franjelor. În figură cifrele dintre paranteze indică ordinele de difracție; două cifre separate prin virgulă indică respectiv ordinele de difracție pentru rețeaua vernier R_v și rețeaua măsură R_m .

Unghiurile de difracție γ ale luminii emergente ale rețelei R_m , măsurate de la normala rețelei, sînt date de formula $\sin \gamma_a = g_\lambda / g_c + \sin \theta_p$, în care γ și g sînt ordinele de difracție corespunzătoare respectiv rețelei de referință și rețelei măsură, g_c fiind pasul rețelei R_m . Practic $g_c = \beta \cdot g_f$. Astfel, razele cu ordinele de difracție $(a, \beta/2)$ și $(a + 1, \beta/2)$ formează cu axa unghiul $\gamma = 0$, adică ies paralele și converg în punctul 0 (focarul F') al obiectivului O_b . În figură se observă razele (0,3) și (1, -3) pentru $a = 0$ și $\beta = 6$.

De asemenea, perechi de raze cu ordinele de difracție $(a, \beta/2 + s)$ și $(a + 1, -\beta/2 + s)$, unde s este un număr întreg pozitiv sau negativ, inclusiv 0, ies sub unghiul γ , obținut cu $\sin \gamma_s = s \lambda / g_c$.

Așadar, toate perechile de raze sînt paralele pentru o anumită valoare a lui s și converg într-un punct din planul focal imagine al obiectivului O_b . În fig. 4.59 perechile de raze pentru $s = +1$ sînt indicate prin linii întrerupte și converg în punctul 1.

Razele provenind de la ordine nedominante ale rețelei R_v la rețeaua R_m ajung în grupele s , spre exemplu $(-1; 9)$ și $(2; -9)$, dar acestea transportă o cantitate de energie neglijabilă.

Lama perforată F_s este situată în planul focal al obiectivului O_b . Aceasta permite izolarea luminii de la oricare grupă S . Practic trec doar razele grupei 0.

În fig. 4.60 rețeaua R_v este o rețea de fază cu 1200 linii/mm, cu difracția dominantă în ordinele 0 și 1. Rețeaua măsură R_m este o rețea de tip Ronchi, cu 20 linii/mm (repere opace de crom vaporizat în vid pe un suport din sticlă; elementele opace au aceeași lățime cu cele transparente). Cele două rețele

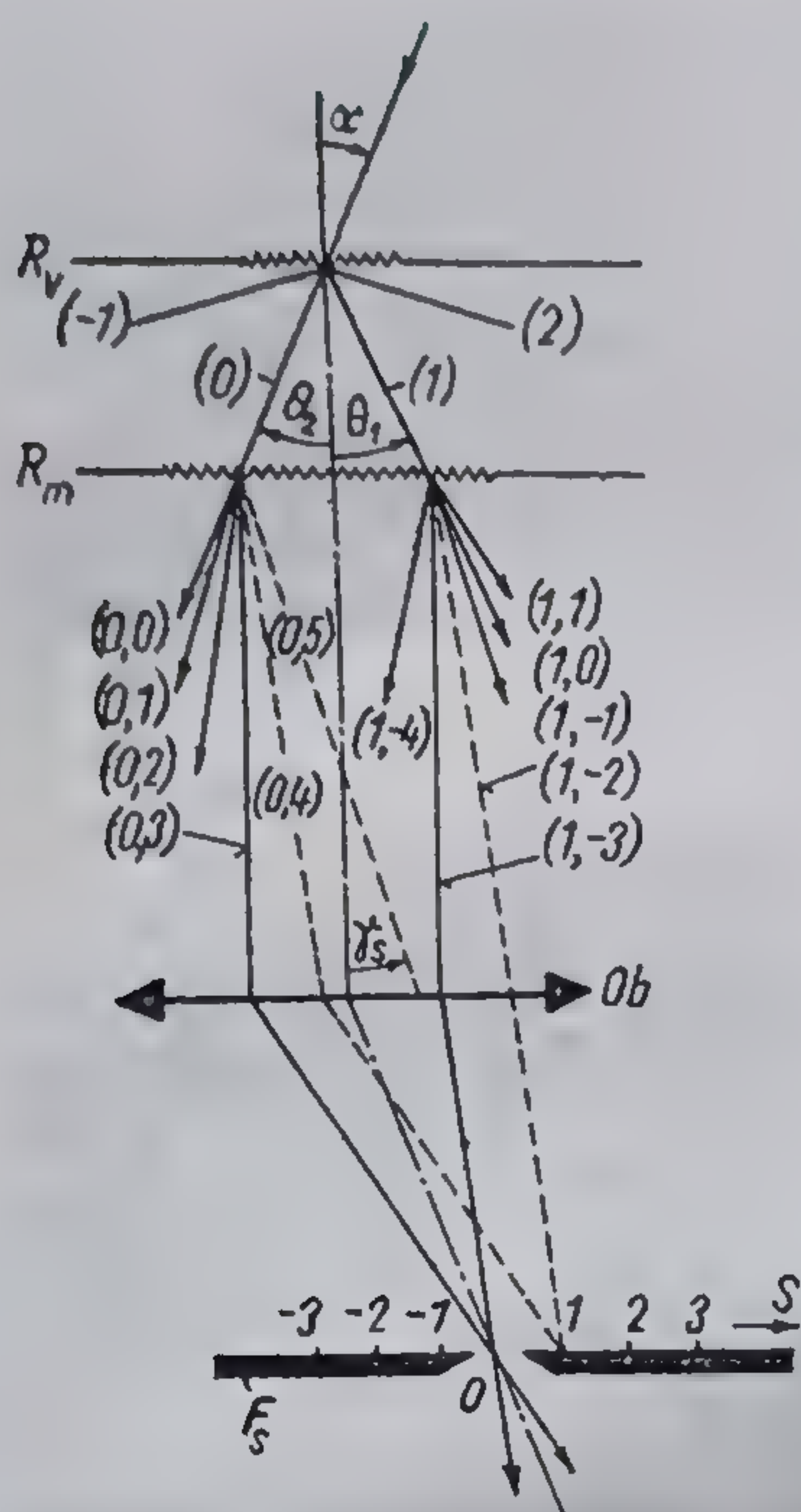


Fig. 4.59. Franje moiré realizate cu rețele de difracție.

În fig. 4.59 se arată modul de acțiune a rețelelor. Se observă că rețeaua vernier R_v produce difracția de ordinele 0 și 1, adică produce difracția dominantă pe nivelele a și $a + 1$. Unghiul de incidență α este astfel ales încît normala la rețeaua R_v să fie bisectoarea unghiului cuprins între nivelele de difracție dominante (0) și (1). Unghiul de incidență se obține din

$\sin \alpha = - (A + 1/2) \lambda / g_f$, iar unghiurile de difracție pentru cele două direcții sînt date de

$$\sin \theta_a = -\lambda/2 g_f \text{ și } \sin \theta_{a+1} = \lambda/2 g_f,$$

în care g_f este pasul rețelei și λ — lungimea de undă de referință. Unghiurile de difracție cresc cu ordinul de difracție. Se observă că $\theta_a = -\theta_{a+1}$ și deci lumina este distribuită simetric în raport cu normala la rețea. Această simetrie se obține prin deplasarea sursei.

Pasul rețelei de măsurare R_m este de β ori mai mare decît al rețelei R_v (în figura $\beta = 6$), β fiind factorul de amplificare a franjelor. În figură cifrele dintre paranteze indică ordinele de difracție; două cifre separate prin virgulă indică respectiv ordinele de difracție pentru rețeaua vernier R_v și rețeaua măsură R_m .

Unghiurile de difracție γ ale luminii emergente ale rețelei R_m , măsurate de la normala rețelei, sînt date de formula $\sin \gamma_a = g_\lambda / g_c + \sin \theta_p$, în care γ și g sînt ordinele de difracție corespunzătoare respectiv rețelei de referință și rețelei măsură, g_c fiind pasul rețelei R_m . Practic $g_c = \beta \cdot g_f$. Astfel, razele cu ordinele de difracție $(a, \beta/2)$ și $(a + 1, \beta/2)$ formează cu axa unghiul $\gamma = 0$, adică ies paralele și converg în punctul 0 (focarul F') al obiectivului O_b . În figură se observă razele (0,3) și (1, -3) pentru $a = 0$ și $\beta = 6$.

De asemenea, perechi de raze cu ordinele de difracție $(a, \beta/2 + s)$ și $(a + 1, -\beta/2 + s)$, unde s este un număr întreg pozitiv sau negativ, inclusiv 0, ies sub unghiul γ , obținut cu $\sin \gamma_s = s \lambda / g_c$.

Așadar, toate perechile de raze sînt paralele pentru o anumită valoare a lui s și converg într-un punct din planul focal imagine al obiectivului O_b . În fig. 4.59 perechile de raze pentru $s = +1$ sînt indicate prin linii întreprinse și converg în punctul 1.

Razele provenind de la ordine nedominante ale rețelei R_v la rețeaua R_m ajung în grupele s , spre exemplu $(-1; 9)$ și $(2; -9)$, dar acestea transportă o cantitate de energie neglijabilă.

Lama perforată F_s este situată în planul focal al obiectivului O_b . Aceasta permite izolarea luminii de la oricare grupă S . Practic trec doar razele grupei 0.

În fig. 4.60 rețeaua R_v este o rețea de fază cu 1200 linii/mm, cu difracția dominantă în ordinele 0 și 1. Rețeaua măsură R_m este o rețea de tip Ronchi, cu 20 linii/mm (repere opace de crom vaporizat în vid pe un suport din sticlă; elementele opace au aceeași lățime cu cele transparente). Cele două rețele

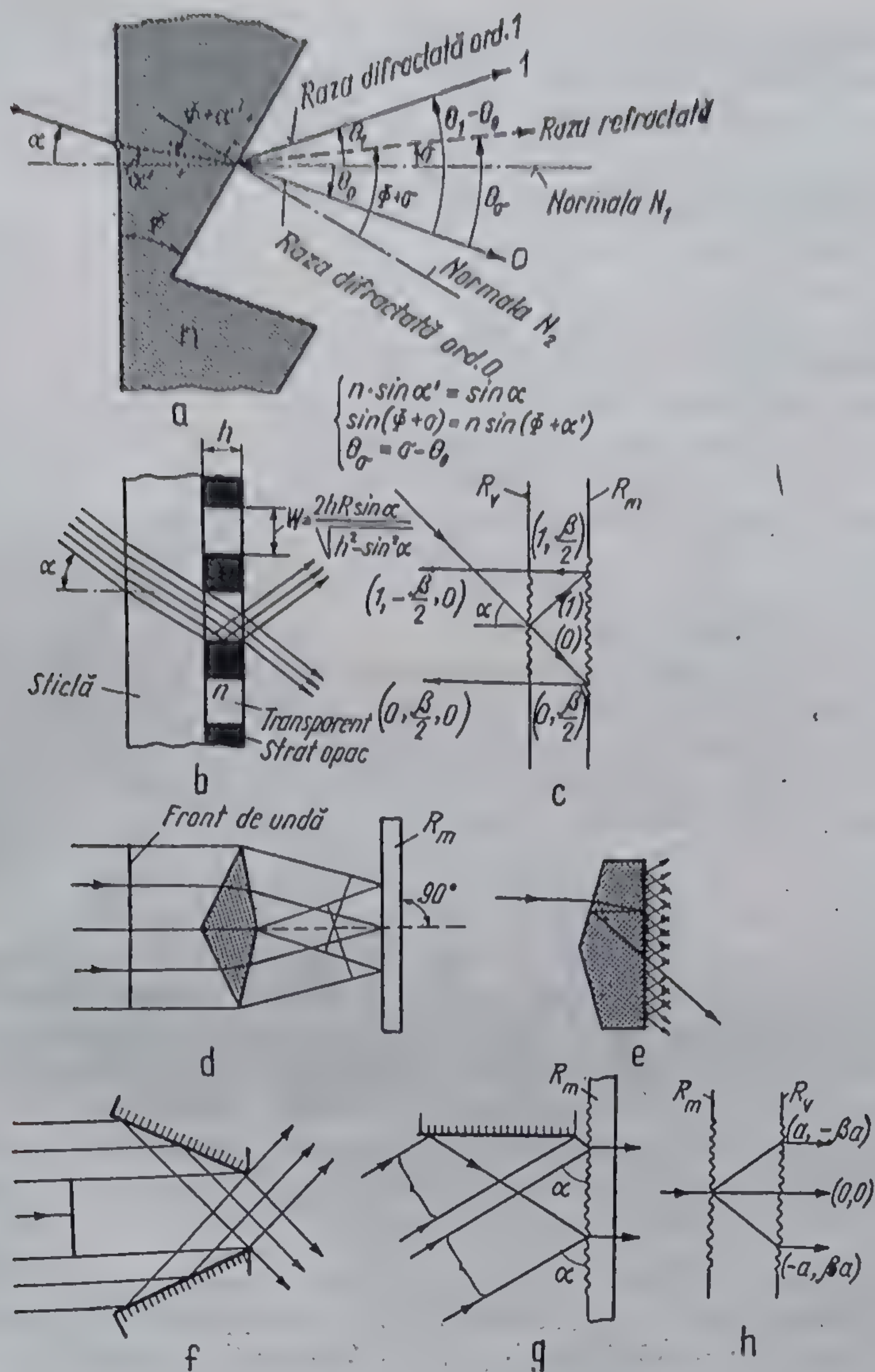


Fig. 4.60. Franje moiré realizate cu rețele de fază și rețele amplitudine.

fac între ele o pană de aer, dacă la capete se introduc cale din hîrtie de diferite grosimi.

Se obțin franje moiré cu contrast bun.

Figura moiré este independentă de poziția unghiulară de observație în apropierea punctului $s = 0$.

În orice punct al cîmpului $N = \beta d/g_0$, unde d este deplasarea rețelei perpendiculară pe linii și N — modificarea ordinului franjelor moiré într-un punct oarecare fix al cîmpului imagine.

Sensibilitatea, adică numărul de franje pe unitatea de deplasare este amplificat. Maximul de sensibilitate se obține pentru deplasarea $d = \lambda/2$.

Cu cât rețeaua este mai grosieră, cu atât ea introduce perturbații mai mari și deci trebuie să fie executată corect și menținută curată.

Raportul semnal-perturbație este un factor limitativ pentru amplificare.

Mărimea unghiulară a sursei: $1/500$.

În fig. 4.60, *a* este reprezentată o rețea de fază fină, R_v , care asigură dominanța în ordinele 0 și 1 ce fac cu normala N_1 unghiurile θ_0 și θ_1 . Unghiurile de difracție depind de pasul rețelei și de lungimea de undă, iar unghiul Φ al flancului rețelei determină distribuția de energie.

Cînd raza refractată coincide cu direcția razei difractate de ordinul 1, ea are intensitatea maximă. Cînd raza refractată se află între razele de ordinele 0 și 1 (ca în fig. 4.60, *a*) cele două raze de difracție au intensități mari. S-a constatat experimental că raportul intensităților $I_1/I_0 \approx 1$ atunci cînd $\theta_0/(\theta_1 - \theta_0) = 0,57$. Cu alte cuvinte, *energia se distribuie aproximativ egal în ordinele de difracție 0 și 1 atunci cînd raza refractată este bisectoarea unghiului format de razele difractate 0 și 1*.

În fig. 4.60, *b* se arată cum o rețea amplitudine atenuază ordinele de difracție superioare și egalează intensitățile în razele difractate de ordinele 0 și 1, dacă este satisfăcută condiția: $w = 2hR \sin \alpha / \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}$. Se observă că lumina emergentă de ordinul 0 trece liber, iar cea de ordinul 1 suferă o reflexie după legea lui Bragg. Factorul R poate fi determinat experimental. O astfel de rețea se poate realiza prin expunerea unei plăci de înaltă rezoluție sub acțiunea a două fascicule coerente care se intersectează sub unghiul 2α . Pentru $\alpha = 30^\circ$ se obține $R = 0,9$. Pasul g_f al rețelei de referință astfel produsă este $g_f = \lambda/2 \sin \alpha$. La o rețea de amplitudine subțire (rețeaua la care $h \ll q_f$) nu se poate realiza dominanța în două ordine, decît dacă sînt satisfăcute condițiile: $\sin \alpha = -(A + 1/2) \lambda/g_f$, $g_f = 3 \lambda/2$, unghiul de difracție al ordinelor 2 și -1 este de 90° . Pentru $g_f \leq 3 \lambda/2$ singurele ordine de difracție care conțin lumina transmisă sînt cele de ordin 0 și 1.

În fig. 4.60, *c* este reprezentată o rețea care funcționează prin reflexie. Lumina incidentă este difractată de rețeaua vernier R_v în razele 0 și 1. După reflexie pe rețeaua măsură R_m și transmisie pe rețeaua vernier R_v , cele două raze se combină și formează franje moiré. Rezultă clar că rolul rețelei de referință este acela de a realiza două fascicule de intensități egale. Ca urmare, rețeaua de referință R_v poate fi înlocuită cu o prismă care divizează lumina în două părți egale sub unghiurile θ° și θ_1 . Se lucrează cu unde monocromatice plane. Rețeaua măsură R_m este perpendiculară pe bisectoarea fasciculelor divizate. În fig. 4.60, *e*, prisma divizează, refractă și reflectă un fascicul monocromatic astfel încît din prismă ies raze oblice.

Prisme sunt avantajoase, deoarece se pot executa mai ușor și sînt mai luminoase.

În fig. 4.60, *h* este arătat un alt mod de iluminare a două rețele. Rețelele ce pot fi iluminate în ordinele ± 1 sînt: de fază, iluminate simetric. Dacă se iluminează o rețea măsură R_m grosieră, din rețeaua R_v ies trei raze, corespunzătoare ordinelor de difracție arătate. Totuși, raza de ordinal 0 are intensitatea foarte mică, iar componentele ± 1 sînt dominante, producînd o amplificare a franjelor cu $2\beta a$ și tabloul moiré nu este influențat de distanța dintre rețele sau de înclinarea acestora.

4.14. Filtre optice

Filtrul optic este un element sau sistem optic constructiv care modifică compoziția spectrală sau energia radiațiilor incidente pe el, fără să modifice sensibil forma frontului de undă. Pentru ca imaginea formată de aparat să nu fie alterată, filtrul trebuie montat în dispozitivul de iluminare (în fața obiectului).

Caracteristicile principale ale unui filtru sînt: factorul de transmisie $T = \Phi_T/\Phi_i$ și densitatea spectrală v. tabelul 2.3 $D = \lg (1/T)$. Pentru mai multe filtre $D = \sum_{i=1}^n D_i$. Dacă densitatea D nu depinde de lungimea de undă în domeniul spectral considerat, filtrul se numește neutru (cenușiu). Cînd $D = f(\lambda)$, filtrul este selectiv.

Filtrele neutre pentru domeniile V și UV se obțin cu pelicule de Al și Pt depuse prin vaporizare în vid pe lame din sticlă sau de cuarț. Pentru domeniul vizibil (V) se folosesc pelicule de grafit și de nigrozină.

Filtrele selective delimitează anumite domenii spectrale. Dacă domeniul spectral este îngust, filtrul este de „bandă îngustă” sau monocromatic. Acest filtru poate fi utilizat și ca monocromator.

Pentru a modifica proprietățile spectrale ale radiației sau sensibilitatea spectrală a receptoarelor se folosesc „filtre de corecție”. Spre exemplu, cu un filtru de corecție se modifică sensibilitatea spectrală a unui fotoreceptor pînă ce aceasta corespunde sensibilității spectrale a ochiului.

Caracteristica esențială care permite alegerea unui anumit filtru este curba de transmisie spectrală $T = f(\lambda)$ sau cea de densitate spectrală $D = f(\lambda)$, curbe care sînt date în cataloagele firmelor producătoare.

După fenomenul care stă la baza funcționării lor, filtrele pot fi: de absorbție, interferențiale și de dispersie.

4.14.1. Filtre de absorbție

Filtrul de absorbție absoarbe o parte din energia radiațiilor incidente și o transformă în căldură sau în energie luminoasă (cazul luminiscenței). Acesta poate fi realizat din substanțe fluide sau solide. În primul caz se folosește soluții colorate, introduse în quvete speciale ce se interpun în calea fasciculelor de radiații. Se preferă totuși filtrul solid realizat din folie de gelatină (lipită între lame din sticlă) sau din sticlă colorată.

La caracterizarea capacității de absorbție a unui filtru pentru o anumită lungime de undă se folosește gradul de transparență $\mathfrak{D}_\lambda = (\Phi_T/\Phi_i)_\lambda$ pentru o anumită grosime d a materialului filtrului și extincția zecimală $E = \lg \frac{1}{\mathfrak{D}}$ pentru unitatea de grosime a aceluiași material.

Gradul de transparență \mathfrak{D} pentru unitatea de grosime d_0 este modulul de transparență δ . Se poate scrie: $\delta = \Phi_T/\Phi_i$, $\Phi_T = \Phi_i \delta$. Pentru al doilea strat al filtrului de aceeași grosime unitară se scrie: $\Phi_{T2} = \Phi_{T1} \delta = \Phi_i \delta \delta = \Phi_i \delta^2$. Pentru o lamă cu grosimea d , care cuprinde un număr oarecare de grosimi unitare d_0 , se poate scrie $\Phi_{Td} = \Phi_i \delta^d$ și deci gradul de transparență pentru

lama filtru cu grosimea d este $\vartheta = \delta^{d/d_0}$. Dacă, spre exemplu, un filtru oarecare lasă să treacă doar $T = 80\%$ dintr-o radiație, atunci $\vartheta = 80/100 = 0,8$. Dacă se mărește de trei ori grosimea filtrului, gradul de transparență devine $\vartheta_{3d} = \vartheta^3 = 0,8^3 = 0,512$. Dacă se micșorează grosimea de două ori se obține $\vartheta_{\frac{1}{2}d} = \vartheta^{1/2} = \sqrt{\vartheta} = \sqrt{0,8} = 0,895$.

La un sistem optic alcătuit din k suprafețe și l lentile, factorul de transmisie este $T = (1 - \rho_1)(1 - \rho_2) \dots (1 - \rho_k) \vartheta_1 \cdot \vartheta_2 \dots \vartheta_l$. La filtrele fluide se folosesc aceleași relații, când se modifică concentrația la aceeași grosime, cu deosebire că în locul grosimii se introduce „densitatea substanței colorate” (cantitatea de substanță colorată în grame pe care o conține un filtru cu suprafața de 1 m^2): $m = 100cd$, unde d este grosimea stratului și c concentrația. Prezintă interes și raportul $\Phi_t/\Phi_r = 1/\rho$ care reprezintă o măsură pentru netransparența pe unitatea de grosime d_0 a unui strat absorbant. Și aici, pentru netransmitanță, se poate scrie

$$1/\vartheta_d = 1/\delta^d \text{ sau } 1/\vartheta_d = d \cdot \log \frac{1}{\vartheta} = dD = D_d,$$

unde $D = \log (1/\vartheta)$ reprezintă densitatea, coeficientul de extincție sau constanta de absorbție a substanței (v. tabelul 2.3).

Exemplu: Un filtru neutru are transparența $\vartheta = 30\%$, pentru grosimea $d = 1 \text{ mm}$ și o lungime de undă medie. Ce grosime trebuie să aibă filtrul pentru care transparența admisă este de numai 10% din fluxul incident. Această grosime se calculează astfel: $d = D_d/D$. Pentru $\vartheta = 0,10$ se calculează $D = \log(1/0,1) = 1$ și pentru $\vartheta = 0,3$ rezultă $D = \log(1/0,3) = 0,523$. Așadar, $d = D_d/D = 1,000/0,523 = 1,91 \text{ mm}$.

La materialele fotosensibile, în loc de densitatea D se folosește înnegrirea $D = -\lg T$ (v. tabelul 2.3).

Un filtru de absorbție absoarbe în mod diferit radiațiile spectrului continuu; el nu absoarbe complet nici o radiație.

Notă: un film „nesensibilizat” reacționează numai la radiațiile albastre și deci funcționează ca un filtru albastru. Un film ortocromatic are un maxim de sensibilitate în galben-verde, alături de cel în albastru (natural). Dacă se dorește o fotografie cu radiații din domeniul galben-verde trebuie estompate radiațiile albastre cu un filtru galben sau galben-verde, în caz contrar timpul de expunere pentru radiațiile galben-verde este insuficient. Filmul pancromatic este sensibil pentru tot domeniul vizibil și deci nu se recomandă filtre. În concluzie, la stabilirea filtrului pentru lucrări fotografice se va ține seama de doi factori: radiațiile utilizate (sursa) și sensibilitatea filmului.

Cînd se folosesc mai multe filtre pentru îngustarea domeniului spectral se va avea în vedere scăderea factorului de transmisie cu creșterea grosimii d .

Filtrul de absorbție absoarbe anumite radiații, atenuînd fluxul incident conform legii lui Bouguer: $\Phi_{T\lambda} = \Phi_{i\lambda} 10^{-k(\lambda)d}$, în care $k(\lambda)$ este factorul de absorbție și d — grosimea stratului; se mai poate scrie și $\Phi_{T\lambda} = \Phi_{i\lambda} e^{-k(\lambda)d}$. Cu aceste notații, factorul de transmisie este dat de expresia $T_\lambda = (1 - R_\lambda)^2 10^{-k(\lambda)d}$, în care R_λ este factorul de reflexie a luminii pe suprafața filtrului.

În diagramele $D(\lambda)$ nu se ține seama de pierderile prin reflexie, adică de $k(\lambda)d$.

Filtrele de bandă îngustă se caracterizează prin:

- a) lungimea de undă λ_{max} corespunzătoare maximului de transmisie;
- b) factorul de transmisie T_{max} în maxim;
- c) semilărgimea benzii de transmisie $\Delta\lambda_{1/2}$ corespunzătoare jumătății factorului de transmisie T_{max} .

La unele „filtre de tăiere” se indică λ_{min} pentru care $T_{min} = T_{max}/2$.

Fluxul transmis de un filtru în formă de lamă plan-paralelă variază cu variația unghiului de incidență α după legea

$$\left(\frac{\Delta T}{T}\right) \approx 1,2 D_{\lambda} \frac{\sin^2 \alpha}{n^2}.$$

Fluxul luminos absorbit de un filtru se transformă total în căldură. Din acest motiv, filtrul poate emite radiații IR ori se poate sparge.

Prin combinarea diferitelor filtre din sticlă colorată se poate transforma distribuția de energie a emisiei unei lămpi cu incandescență, cu temperatura de 2854 K, în emisia surselor standard de lumină naturală (cu temperatura de culoare de 4800 K sau 6500 K). Combinând, spre exemplu, filtrul 3C8 (cu $d = 1,9$ mm) cu filtrul Ж C 18 (cu $d = 2,1$ mm) (realizate în URSS) se ajustează curba spectrală a sensibilității celei fotoelectrice de seleniu față de sensibilitatea spectrală a ochiului, adică celula dă un curent proporțional cu strălucirea vizuală a obiectului.

În studiul emisiilor foto stimulate se folosesc „filtre încrucișate”. Primul filtru transmite radiația de excitare și reține radiația sursei excitate în acel domeniu al spectrului în care se află benzile sau liniile de difuzie sau de luminiscentă studiate. Acest filtru se introduce între sursa de excitare și probă. Al doilea filtru se așază între probă și receptor, pentru a reține radiația de excitare, atenuând la minimum partea studiată a spectrului.

Filtrele lichide cu coloranții sînt incomode, dar deosebit de utile sau de neînlocuit în unele cazuri. Se folosesc mai ales în spectroscopie.

Filtrele de absorbție cu gaze, mai ales cele cu vapori de metale, au selectivitate foarte bună, fapt pentru care se utilizează la separarea unor domenii spectrale.

Trebuie reținut că și aerul este un filtru gazos natural, fiind netransparent pentru radiațiile cu $\lambda < 1800$ Å, datorită absorbției oxigenului. De aceea, se lucrează în vid.

De asemenea, aerul are benzi de absorbție în infraroșul apropiat. Cuvele cu vapori ai metalelor ușoare volatile Hg, Cs, K, Na, Tl ș.a. sînt folosite pentru înlăturarea liniilor de rezonanță ale acestor metale, în cazul excitării luminiscentei liniilor de rezonanță. Dacă se introduce o cuvă cu vapori într-un câmp magnetic și se variază intensitatea câmpului, se poate modifica lărgimea liniei radiației transmise.

Filtre cu semiconductoare. Un semiconductor este opac pentru radiațiile cu lungimea de undă mai mică decît o valoare λ_0 caracteristică care depinde și de temperatură. Majoritatea semiconductoarelor sînt transparente numai în domeniul IR.

Filtrele din materiale organice. Filtrele din gelatină și din alte substanțe organice se folosesc mai rar, datorită pierderii proprietăților mecanice, ter-

mice și de transmisie în timp. Pot fi însă realizate ușor prin introducerea cristalelor colorate în gelatină.

Rețelele din sîrmă funcționează ca filtre de absorbție sau ca atenuatori neselectivi. Transmisia rețelelor nu este aditivă.

4.14.2. Filtre interferențiale

Acțiunea unui filtru interferențial se bazează pe fenomenul de interferență, nu pe absorbția sau dispersia luminii.

Un filtru interferențial constă, în general, din straturi subțiri alcătuite numai din medii dielectrice neabsorbante sau din straturi alternative, absorbante și neabsorbante, ale căror grosimi optice $\Delta = nd = m \lambda/2$ sînt de ordinul lungimii de undă λ . Acestea se depun, prin vaporizarea în vid, pe lame din sticlă sau cuarț.

Interferența apare prin suprapunerea undelor reflectate la suprafețele straturilor subțiri.

Cele mai utilizate sînt filtrele de interferență de linie. Acestea sînt filtre care, în combinație cu sticlele colorate, reflectă sau transmit domenii de lungimi de undă foarte înguste.

Filtrele interferențiale pot fi realizate cu unul sau mai multe straturi subțiri.

4.14.2.1. *Filtre interferențiale cu un strat.* Filtrul interferențial cu un singur strat, numit și filtru de linie, este alcătuit dintr-o lamă plan paralelă din sticlă sau din cuarț pe care se depune, prin vaporizare în vid: un strat metalic parțial reflectant (cu factorul de reflexie $R = 85\%$) și parțial absorbant (circa 8%) din Ag sau Al, un strat transparent nemetalic și neabsorbant, de grosime optică $\Delta = nd$ și un strat metalic identic cu primul. Cele două straturi metalice parțial reflectante formează două oglinzi ale unui interferometru de tip Fabry-Pérot (v. fig. 6.97), în care au loc reflexii multiple. Prin apariția unor diferențe de fază dependente de lungimea de undă, intensitatea luminii transmise ori reflectate crește sau scade.

Intensitatea transmisă de un filtru de linie este dată de expresia

$$I_T = \frac{I_{Tm}^2}{1 + I_{\rho m}^2 - 2 I_{\rho m} \cos \left(\frac{4\pi}{\lambda} nd \cos \beta - \xi \right)},$$

în care I_{Tm} este intensitatea luminoasă transmisă de un strat metalic individual, $I_{\rho m}$ — intensitatea luminii reflectate a aceluiași strat, pentru direcția de incidență față de stratul intermediar, și ξ — saltul de fază la reflexia pe suprafețe metalice. Valorile extreme apar pentru valoarea unitară a cosinusului.

Intensitatea maximă, care ar fi egală cu 1 pentru cazul ideal al straturilor metalice neabsorbante, scade cînd absorbția I_α crește. Este valabilă relația $I_\rho + I_T + I_\alpha = 1$.

Diferența de drum optic a două raze vecine reflectate sau transmise este $\Delta = 2 dn \cos \beta$, unde d este grosimea stratului, n — indicele de refracție al stratului subțire și β — unghiul de refracție.

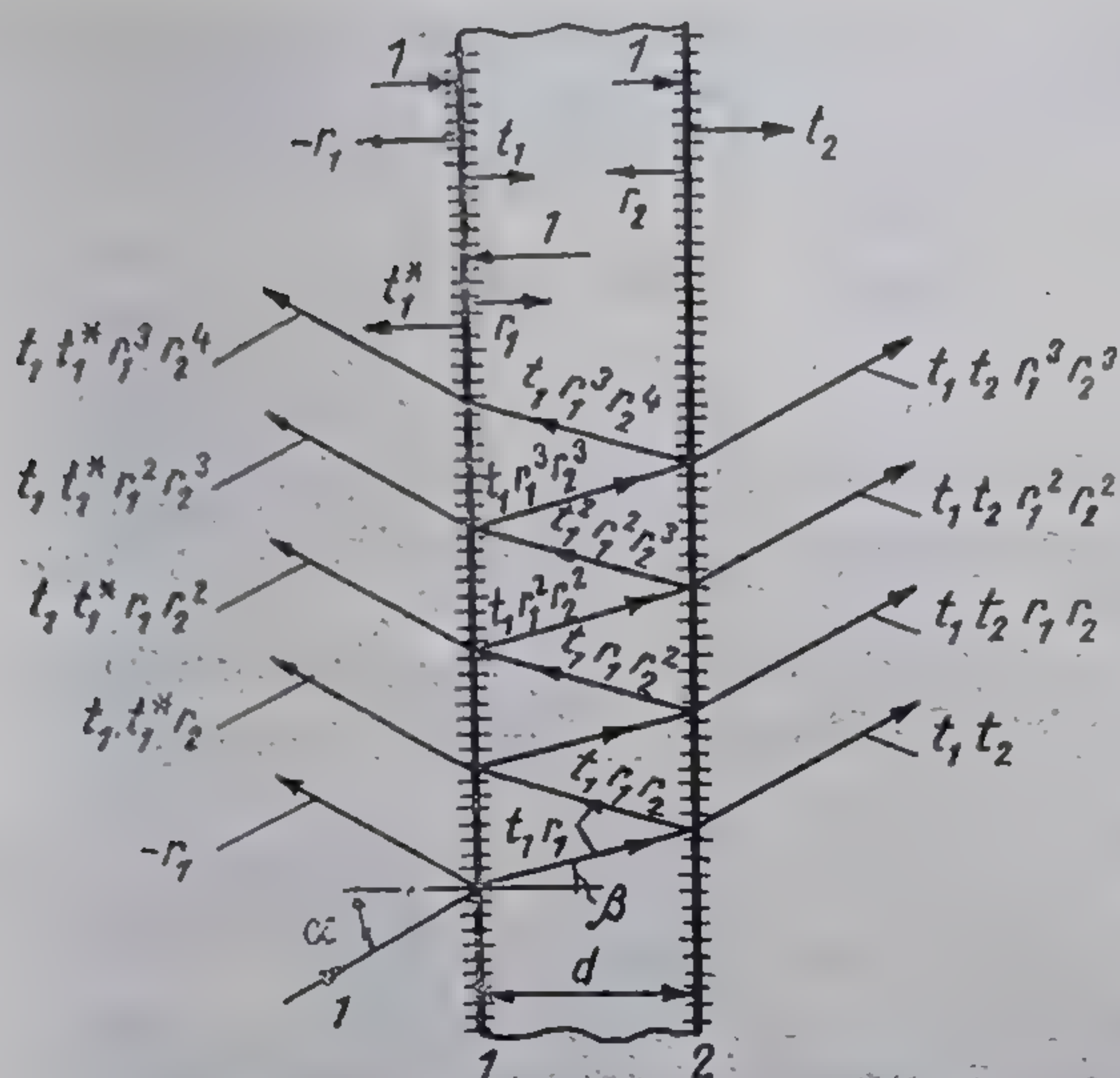


Fig. 4.61. Reflexia multiplă în straturi subțiri.

Cu notațiile din fig. 4.61 se poate scrie expresia amplitudinii razelor reflectate $A_\rho = -$

$$-r_1 + t_1 t_1^* r_2 e^{i\varphi} \sum_0^\infty \rho r_1 r_2 e^{i\rho\varphi}$$

și, prin însumare,

$$A_\rho = \frac{-r_1 + r_2 e^{i\varphi}}{1 - r_1 r_2 e^{i\varphi}},$$

unde s-a considerat relația $t_1 t_1^* + r_1^2 = 1$, dedusă din formulele lui Fresnel.

Intensitatea I_ρ a fascicului reflectat se obține prin multiplicare cu mărimea conjugată: $I_\rho =$

$$= \frac{r_1^2 + r_2^2 - 2 r_1 r_2 \cos \varphi}{1 + r_1^2 r_2^2 - 2 r_1 r_2 \cos \varphi},$$

unde $\varphi = (2\pi/\lambda) 2nd \cos \beta$ reprezintă faza.

Amplitudinea totală a luminii transmise se compune din undele individuale care se reflectă de două ori și se reflectă de un număr par de ori:

$$A_T = t_1 t_2 e^{i\varphi/2} \sum_0^\infty \rho r_1^\rho r_2^\rho e^{i\rho\varphi} = \frac{t_1 t_2 e^{i\varphi/2}}{1 - r_1 r_2 e^{i\varphi}}$$

și prin multiplicare cu mărimea conjugată

$$I_T = \frac{t_1^2 t_2^2}{1 + r_1^2 r_2^2 - 2 r_1 r_2 \cos \varphi}.$$

Intensitatea I_T a luminii transmise are maximum pentru $\cos \varphi = +1$, dacă diferența de drum $\Delta = 2nd \cos \beta = m\lambda$ și minimum pentru $\cos \beta = -1$, dacă diferența de drum Δ este un multiplu impar de $\lambda/2$. Pentru cel mai frecvent caz $r_1 = r_2 = r$ și $t_1 = t_2 = t$ se poate scrie:

$$\frac{I_T(\varphi)}{I_{T(max)}} = \frac{1}{1 + [(2r/(1 - r^2))^2 \sin^2(\varphi/2)]}.$$

Pentru $\varphi_{1/2}$ se obține $\sin(\varphi_{1/2}/2) = (1 - r^2)/(2r)$ și în primă aproximație,

$$\Delta\lambda = \frac{1}{m} \cdot \frac{1 - r^2}{\pi r} \cdot \lambda_{max},$$

în care: m este ordinul de interferență; α — unghiul de incidență; β — unghiul de refracție; r și t — amplitudinile fasciculelor reflectate și respectiv transmise.

La incidență normală, lungimile de undă pentru care fluxul este maxim sînt date de relația $\lambda = 2nd/m = 2\Delta/m$, în care $m = 1, 2, 3, \dots$ reprezintă

ordinul de interferență. De exemplu, pentru drumul optic $\Delta = m\lambda/2 = nd = 0,825 \mu\text{m}$ filtrul dă maxime de diferite ordine după cum urmează:

$$\lambda_1 = 2nd/m = 2 \cdot 0,825/1 = 1,650 \mu\text{m};$$

$$\lambda_2 = 1,650/2 = 0,825 \mu\text{m}; \lambda_3 = 1,65/3 = 0,550 \mu\text{m} \text{ și}$$

$$\lambda_4 = 1,65/4 = 0,4125 \mu\text{m}.$$

Ordinul dorit, de exemplu ordinul III, pentru $m = 3$, se izolează cu un filtru de absorbție suplimentar. Acest lucru este posibil, deoarece în spectrul vizibil apar cel mult două ordine.

Domeniul de filtrare activ poate fi variat prin valoarea capacității de reflectare a straturilor metalice. Dacă factorul de reflexie $R \equiv \rho$ este mic, banda este largă.

Pentru caracterizarea filtrelor prezintă interes poziția și valoarea maximumului de transmisie, mai precis semilărgimea curbei de transmisie. Cu toate acestea, lățimea activă este de circa 10 ori mai mare.

Dacă fasciculul incident pe filtru este oblic, maximumul de transmisie se deplasează spre albastru. La unghiuri de incidență mai apare chiar o divizare a curbei în două maxime cu lumină polarizată perpendicular. Se vor evita unghiuri de incidență de peste 30° și semilărgimi prea mici.

Unghiul de deschidere $2\sigma_0 = 2n \sqrt{2\delta\lambda/\lambda}$ (unde $\delta\lambda/\lambda$ reprezintă deplasarea relativă a maximumului de transmisie) dă poziția maximumului benzii de transmisie.

Cu un strat în formă de pană se construiesc filtre de interferență cu domeniul spectral continuu variabil și deci se poate utiliza ca monocromator simplu.

Filtrele interferențiale metalice au o semilărgime maximă de 10 nm la un factor de transmisie maxim de 40%.

Filtrele interferențiale metalice duble ating o semilărgime pînă la minimum 5 μm în contul micșorării factorului de transmisie pînă la 10%.

Și la filtrele interferențiale metalice plan-paralele se poate varia lungimea de undă transmisă între anumite limite (circa 10 pînă la 20 nm, la aceeași semilărgime spectrală) spre domeniul radiațiilor cu lungime de undă mică, dacă filtrul, situat în fascicul paralel, se rotește contra fasciculului incident, adică fasciculul cade oblic pe filtru. Același efect se obține dacă filtrul de interferență metalic se introduce în fascicule convergente ori divergente, pentru a realiza o mărire a semilărgimii în fascicul telecentric. Se preferă ultima soluție.

În grupa filtrelor interferențiale pot fi considerate și acelea care au dublă refracție, de cele mai multe ori substanțe rotitoare între o pereche de filtre de polarizare, dar sînt inferioare celor interferențiale metalice.

Datorită reflexiei mici la suprafețele limită ale stratului simplu, această interferență este nepotrivită pentru scopuri practice. O creștere considerabilă a reflexiei se obține prin straturi multiple.

4.14.2.2. *Filtrele interferențiale cu straturi multiple.* Filtrele cu straturi multiple pot fi grupate în două grupe: — filtre din straturi absorbante și neabsorbante numite filtre metalice; — filtre din mai multe straturi dielectrice neabsorbante numite multistrat.

a. *Filtre metalice.* Dintre toate filtrele, cel mai utilizat este filtrul monocromat interferențial metalic, realizat pentru prima dată de W. Geffcken în anul 1939.

Aceasta constă din două sau din mai multe straturi metalice (M) din Ag sau Al, parțial reflectante, separate de câte un strat dielectric. Pentru mărirea transmisiei se folosesc sisteme din straturi metalice și dielectrice. În principiu, se utilizează astăzi 4 feluri de filtre interferențiale metalice ca monocromator, care se deosebesc în construcție. — *Filtre interferențiale metalice (filtre linie sau de bandă îngustă)*, care constau din două straturi metalice parțial transparente M și un strat dielectric situat între acestea, cu grosimea optică nd . Prin lipirea cu sticle colorate se exclud toate ordinele de interferență pînă la $1\ \mu\text{m}$. Simbolizare: $M_1 - M_2$. La acestea, factorul de transmisie maxim $T_{\text{max}} \approx 200\ T_{\text{min}}$ și semilărgimea spectrală $\Delta\lambda$ este foarte mică. *Filtre interferențiale dublu metalice (filtru cu linie dublă)* care iau naștere prin lipirea a două filtre de linie identice. Simbolizare: $(M_1 - M_2) - (M_1 - M_2)$. *Filtre interferențiale cu o bandă*, alcătuite din trei straturi metalice de transmisii potrivite, separate de câte un strat de dielectric. Au avantajul față de primul că panta de cădere a flancului este mai abruptă și transmisia reziduală este mică. Simbolizare: $M_1 - M_2 - M_3$. *Filtre interferențiale cu bandă dublă*, care se obțin prin lipirea optică a două filtre de bandă identice. Simbolizare: $(M_1 - M_2 - M_3) - (M_1 - M_2 - M_3)$.

Filtrele interferențiale metalice depind de unghiul de incidență. Diferența de drum $\Delta = 2\ nd\ \cos\ \beta$ depinde de unghiul de incidență prin legea refracției $\sin\ \alpha = n\ \sin\ \beta$. Cu creșterea unghiului de incidență a fascicului paralel se deplasează maximum spre lungimi de undă mici.

Prin reflexia metalică are loc divizarea maximumului în două maxime perpendiculare și polarizate. Divizarea $|\lambda_{\text{max}}^{\perp} - \lambda_{\text{max}}^{\parallel}|$ este proporțională inversului numărului de ordine și numai în mică măsură dependentă de lungimea de undă λ .

Bazele teoretice ale filtrelor de bandă se reduc la filtrele de linie, dacă în locul de I_{Tm} și I_p se introduce al doilea strat metalic I_T și I_p , care rezultă din filtrul de linie, ce reprezintă, în ultimă instanță, $M_2 - M_3$.

Avantajul esențial al filtrelor de bandă față de filtrele de linie este căderea bruscă a ambelor flancuri ale maximumului.

Filtrele cu bandă dublă se apropie de idealul unei curbe de filtrare, la care căderea transmisiei are loc perpendicular, așa că semilărgimea este egală cu $1/10$ din valoarea lărgimii.

În timp ce la un filtru de linie valoarea lărgimii este de trei ori semilărgimea, la un filtru de bandă ea este egală numai cu 1,7 ori și scade la 1,5 ori pentru filtre de bandă dublă.

Datele optice medii ale tipurilor de filtre descrise sub punctele 1) ... 4) se dau în tabele.

b. *Filtre multistrat*. Filtrele multistrat sînt alcătuite din straturi dielectrice neabsorbante și constituie sisteme interferențiale cu straturi multiple, numite „multilayer”. Se realizează prin evaporare în vid de straturi alternative cu indici de refracție mari și mici (fig. 4.62). Funcție de caracteristica de transmisie dorită (fig. 4.63), la filtrele interferențiale multistrat trebuie bine determinate grosimile straturilor, numărul acestora și ordinea lor în așa fel încît grosimile optice ale straturilor să fie situate între $\lambda/4$ și λ .

După felul caracteristicii dorite, sînt necesare 5 pînă la 25 straturi, pentru un singur filtru. Fasciculele care interferează iau naștere prin reflexie la suprafețele limită ale straturilor, pe baza diferiților indici de refracție. Aceste filtre

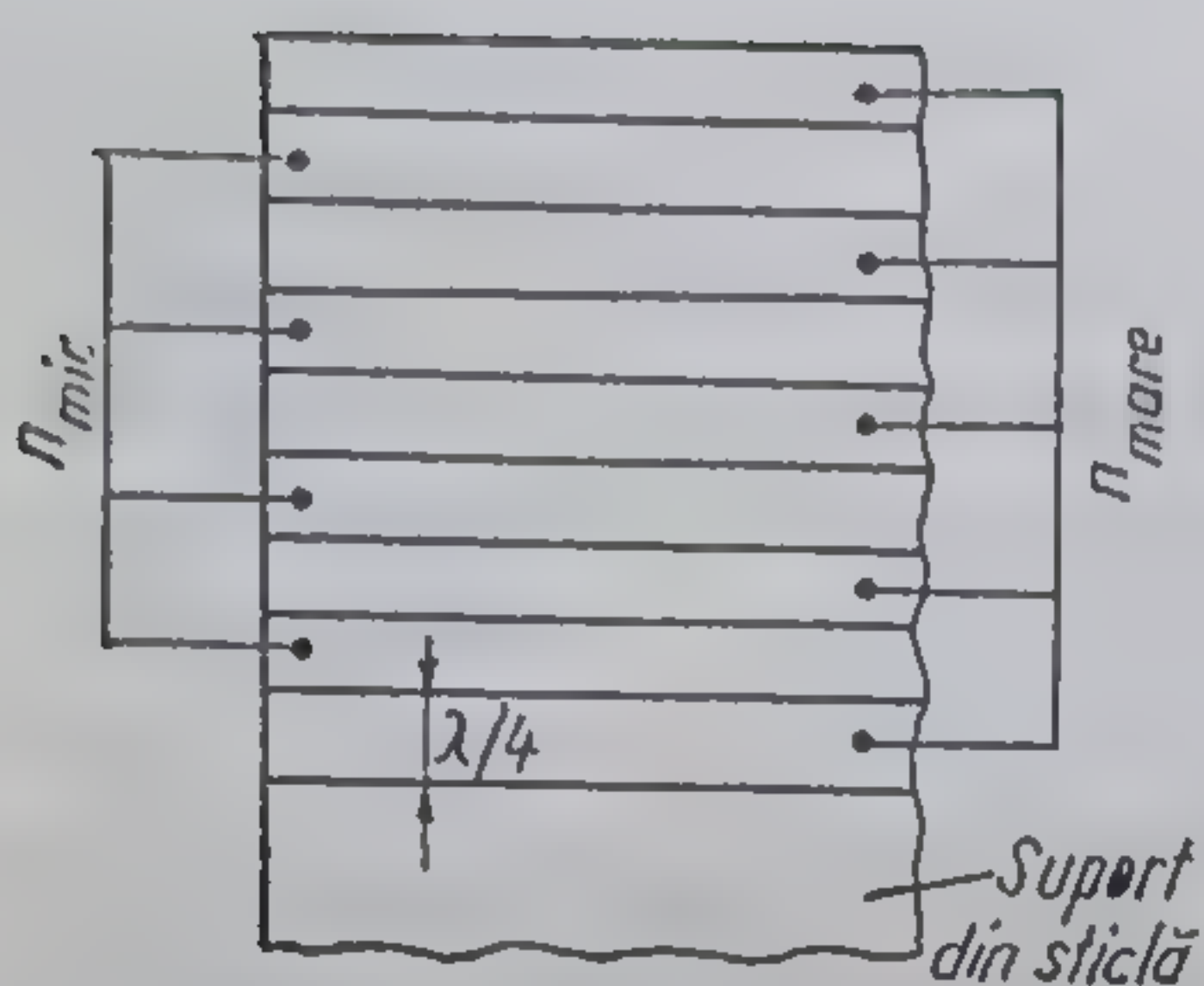


Fig. 4.62. Filtru interferențial multistrat (9 straturi de grosime $\lambda/4$).

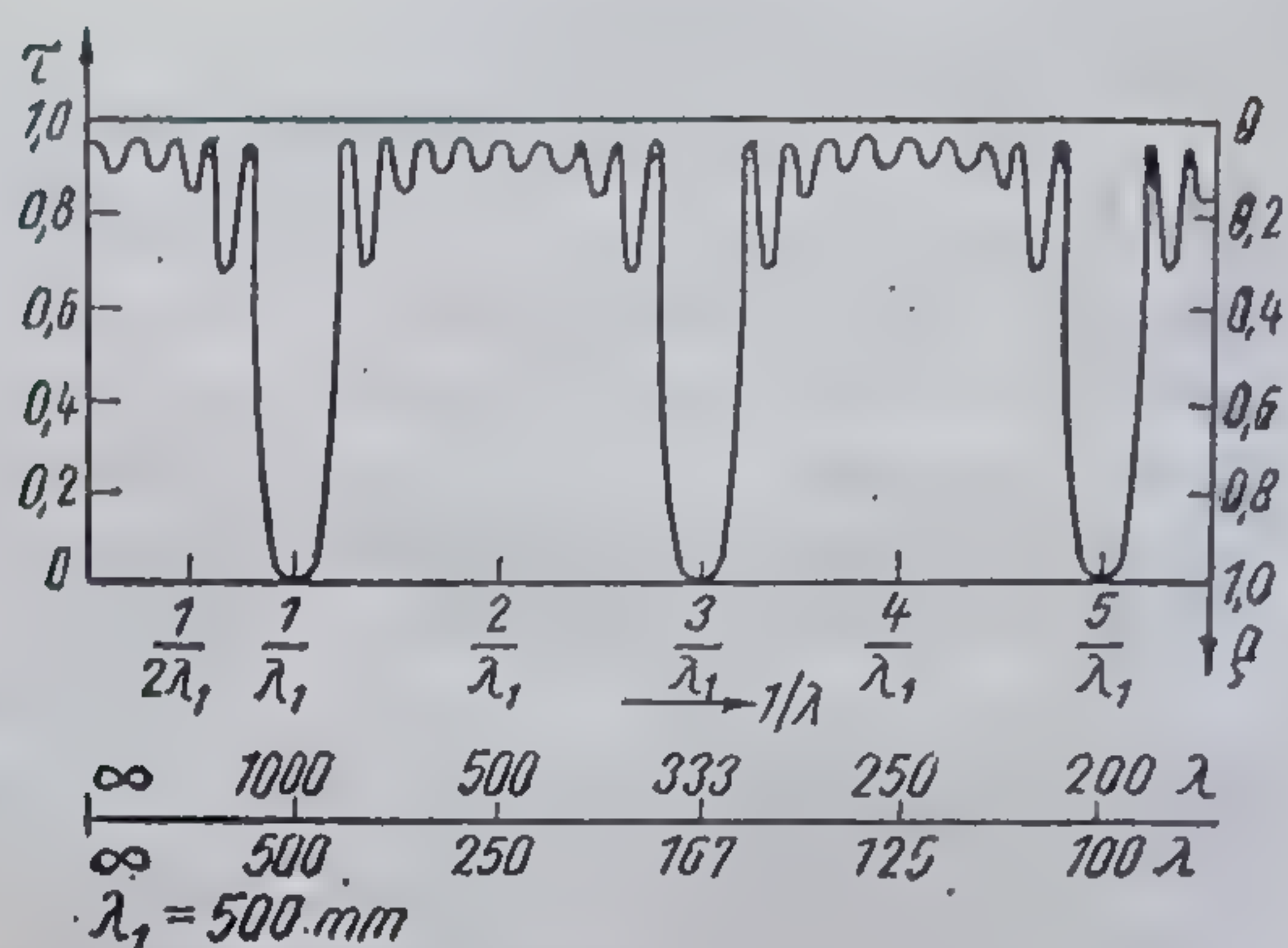


Fig. 4.63. Factorii de transmisie τ și de reflexie ρ pentru filtrul multistrat din fig. 4.62.

se realizează pentru domeniile *UV*, *V* și *IR*. Pentru domeniul *IR*, Greenler a indicat filtre din straturi de Tellur și sare gemă.

Aceste filtre cu straturi multiple au semilărgimea $\Delta\lambda = (4 \dots 6) \text{ mm}$ la $T_{\max} = 80\%$.

Alte variații au dus la „filtre muchie”, oglinzi reci, filtre minus ș.a. Toate acestea pot fi grupate în „divizoare de radiații”.

Filtrele muchie, la care factorul de transmisie crește brusc cu creșterea lungimii de undă, pot fi realizate, în domeniul vizibil, și cu sticle colorate, dar nu este posibil să se obțină o scădere bruscă a transmisiei cu creșterea lungimii de undă.

Filtrele muchie din straturi multiple au două muchii abrupte: una crescătoare și una descrescătoare.

Acestea se folosesc ca oglinzi divizoare pentru separarea fără pierderi a domeniilor spectrale învecinate. Prin așezarea unei oglinzi de roșu după una de albastru se poate descompune lumina albă în cele trei culori fundamentale: albastru, roșu și verde. Astfel de filtre tricromatice se folosesc la camera pentru filmat color de televiziune.

Filtrele interferențiale care transmit doar radiațiile vizibile și reflectă pe cele infraroșii, se numesc filtre de protecție împotriva căldurii. Un caz extrem al filtrului muchie cu straturi multiple îl constituie „oglinza rece”. Aceasta reflectă tot spectrul vizibil, avînd factorul de reflexie în maximum aproape 100% , în timp ce radiațiile roșii trec aproape complet, neabsorbite.

Oglinza rece reprezintă un sistem de circa 20 de straturi refractante de grosime $\lambda/4$, cu indici de refracție mari (TiO_2 : 2,2; ZnS : 2,3; ...) și mici (Ciolit: 1,35; HgF_2 : 1,38; SiO_2 : 1,65; ...).

Filtrele minus sînt, de asemenea, cu straturi multiple, și netransparente pentru o culoare. Se utilizează în microscopia cu contrast de fază.

Un filtru interferențial monocromatic, descris prima dată de Turner și Leurgans în 1947, utilizează lamele cu reflexie totală în locul straturilor metalice.

Acest filtru constă din două lamele cu reflexie totală, ca divizoare de fascicule fără absorbție. Între cele două lamele se află un strat cu indice de

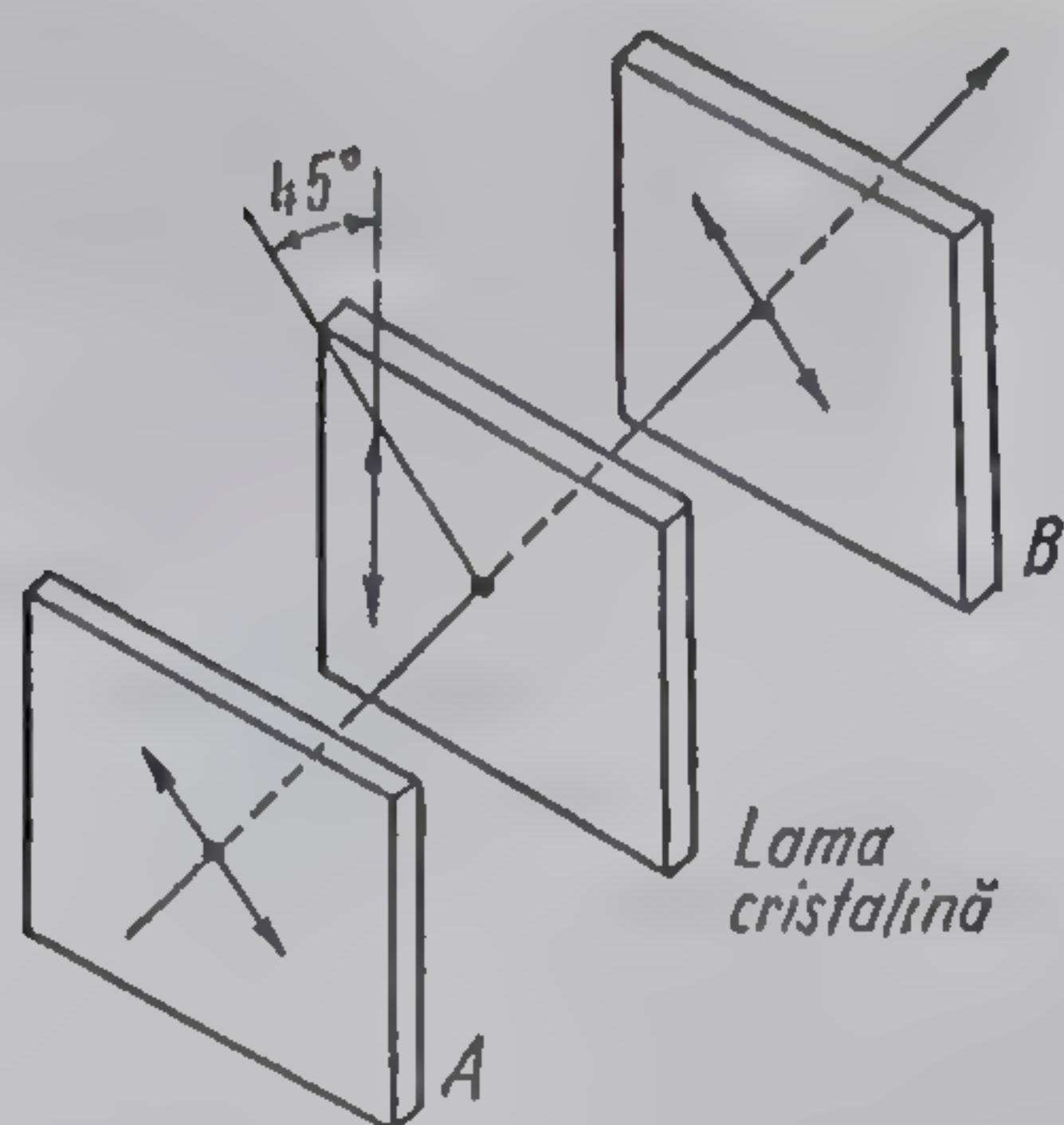


Fig. 4.64. Filtru interferențial cu reflexie totală anihilată.

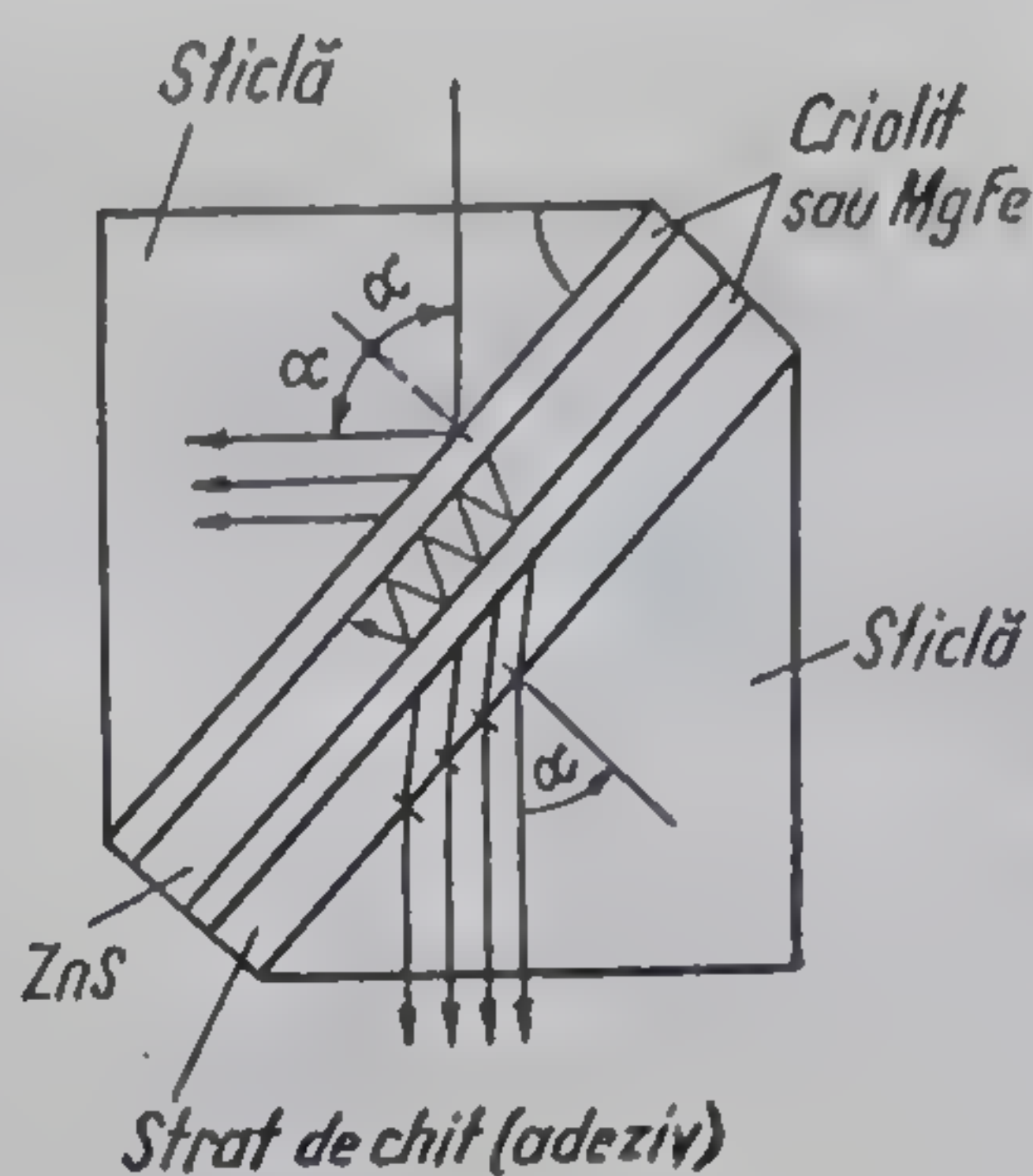


Fig. 4.65. Filtru interferențial de polarizare Wood:
A, B — lame de polarizare.

refracție mare (fig. 4.64). Sistemul funcționează în domeniul unghiului de incidență care asigură reflexia totală.

Teoretic se pot obține semilărgimi oricât de mici la o transmisie de 100%. Practic există limite cauzate de materialele utilizate. Filtrul are principial două maxime polarizate perpendicular. Diferența de fază la reflexie poate fi compensată cu lame birefringente.

4.14.2.3. *Filtre interferențiale de polarizare.* Un filtru interferențial de polarizare se bazează pe interferența razelor polarizate. Benzile de transmisie sînt foarte înguste $\Delta\lambda < 1\text{\AA}$. Se folosesc rar, deoarece sînt complicate, scumpe și sînt realizate în unicat.

În fig. 4.65 este reprezentat un filtru interferențial de polarizare indicat de Wood. Lama cristalină polarizează lumina incidentă în două fascicule de aceeași intensitate, situate pe aceeași direcție, dar în plane perpendiculare. Vitezele sînt $v_0 = c_0/n_0$ și $v_e = c/n_e$. Dacă la ieșirea din lamă, fasciculele au o diferență de drum $\Delta = d(n_e - n_0) = k\lambda$, ele interferează și se obține lumină polarizată în același plan cu planul de polarizare inițial și trece liber prin polarizorul B.

Dacă Δ este egal cu un număr impar de semiunde, planul de vibrație se rotește cu 90° și lumina este oprită total de polarizorul B. Neglijînd pierderile prin reflexie și absorbție prin lamă și polarizorul A, transmisia ansamblului Wood depinde de lungimea de undă λ :

$$T = \cos^2 [\pi d (n_e - n_0)/\lambda].$$

Lamele de polarizare lasă să treacă lumina incidentă dacă aceasta este plan polarizată și bine orientată.

Lumina transmisă de filtrul Wood are factorul de transmisie maxim pentru lungimile de undă $\lambda_{max} = d(n_e - n_0)/k$ și minimă $T = 0$ pentru $\lambda_{min} = 2d(n_e - n_0)/(2k - 1)$; $\Delta\lambda = \lambda_{max} - \lambda_{min} = \lambda_{max}/(2k + 1)$. Pentru $2k \gg 1$, rezultă $\Delta\lambda = \lambda^2/2d(n_e - n_0)$.

Distanța dintre două maxime vecine este $2 \Delta\lambda$. Variația temperaturii deplasează lungimea de undă. Grosimea d a plăcii nu produce astfel de deplasări.

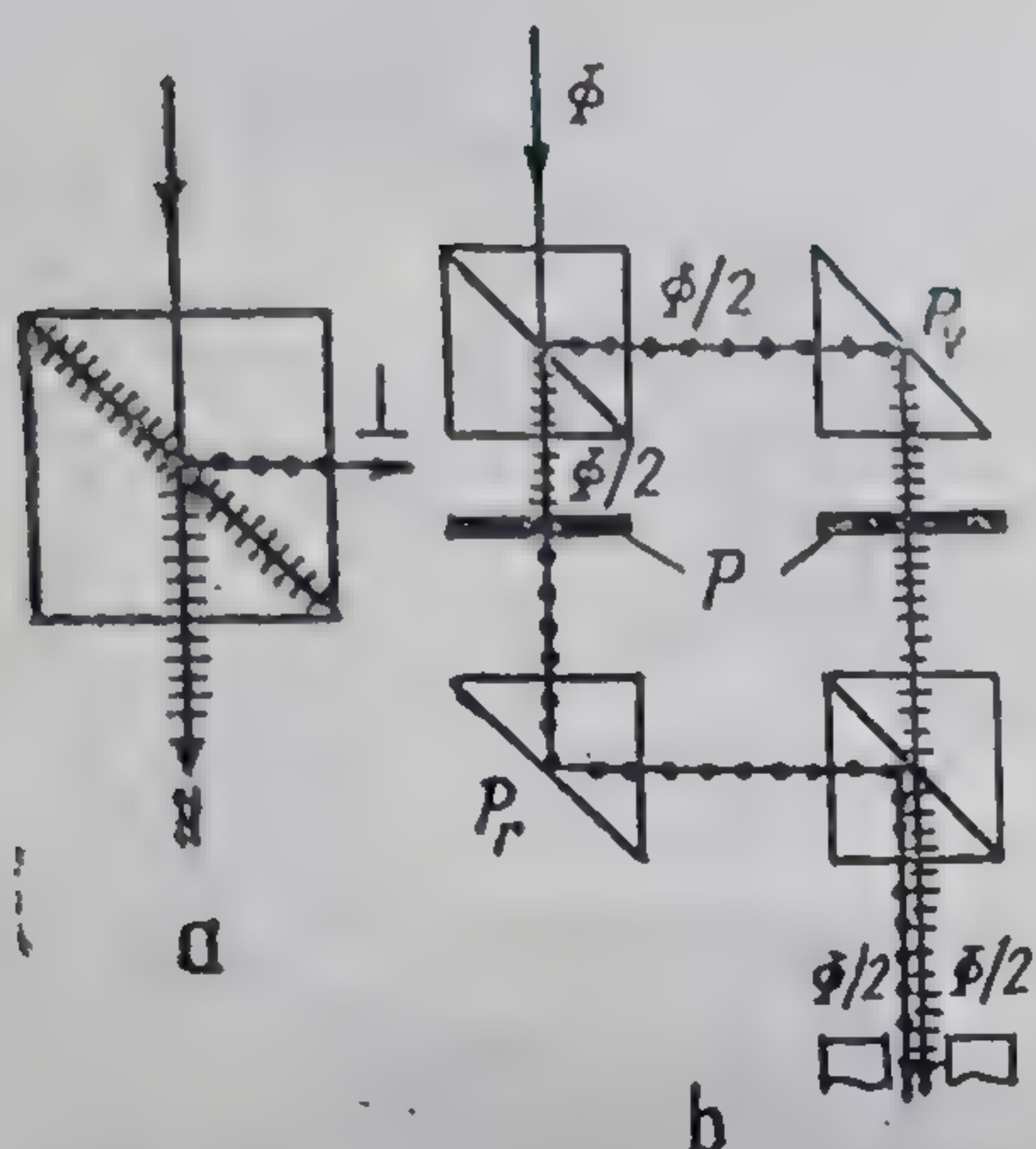


Fig. 4.66. Polarizori cu straturi de interferență și lame de fază $\lambda/2$ la 45° . P_r — prismă cu reflexie totală.

Compensarea deplasării produce de lamă se poate efectua cu o a doua lamă situată perpendicular pe prima, care inversează razele: raza o devine rază e și invers.

4.14.2.4. *Polarizoare interferențiale*. Un polarizor interferențial este alcătuit din două prisme isoscel drepte, cu reflexie totală, între suprafețele ipotenuză fiind situat un sistem alcătuit din straturi subțiri care nu produce deplasări, ci doar polarizarea luminii incidente. Planul de vibrație al vectorului electric pentru fasciculul transmis este paralel cu planul de incidență, iar cel al fasciculului reflectat este perpendicular (fig. 4.66, a). Datorită lipsei absorbției se poate obține lumină polarizată fără pierderi. Unghiul de incidență: $5-10^\circ$. În fig. 4.66, b este reprezentat un sistem de polarizori din prisme și lame de fază.

Filtrul Lyot constă dintr-un pachet de filtre Wood cu grosimi ale lamelor care cresc în progresie geometrică cu rația 2. Polarizorul de ieșire al unui filtru este polarizor de intrare pentru filtrul următor.

Lărgimea benzii de transmisie este determinată de cea mai mare grosime de lamă.

Transmisia filtrului este egală cu produsul transmisiilor filtrelor Wood componente:

$$T = \cos^2 \frac{\pi(n_e - n_o)d}{\lambda} \cdot \cos^2 \frac{2\pi d(n_e - n_o)}{\lambda} \dots \cos^2 \frac{2^{k-1}d(n_e - n_o)}{\lambda}$$

k fiind numărul de elemente și d — grosimea celei mai subțiri lame ($d = (5 \dots 30) \lambda / (n_e - n_o)$).

Lamele de interferență de ordin mic se execută din cuarț, iar cele de ordin mare din calcit. Factorul de transmisie $T \approx 11\%$; fondul parazit atinge circa 14% . Lungimea de undă poate fi variată prin variația temperaturii.

În fig. 4.67 este reprezentată construcția filtrului universal UBF (UBF = Universal Birefringent Filter) realizat de firma C. Zeiss-Oberkochen. Se văd: 2 lame din cuarț, hașurate cu albastru, 13 lame din calcit (Spat de Islanda) hașurate în roșu.

Coloana optică, introdusă într-un tub cu ulei pentru micșorarea pierderilor prin reflexie (fig. 4.67, b), conține: 6 lame de fază $\lambda/2$; 9 lame de fază $\lambda/4$; 9 polarizori precum și numeroase lame de acoperire și închidere din sticlă BK 7 (Schott).

În calea fasciculului pot fi aduse 6 filtre interferențiale cu straturi multiple fixate într-un revolver ce poate fi comandat de instalația din fig. 4.67, c), a căror transmisie este de circa $40 \dots 80 \text{ \AA}$ semilărgime ($B_{\lambda_{10}}$) în afara domeniului vizibil. Suplimentar se găsește o sticlă de protecție calorică KG 01.

Întreaga optică a filtrului universal conține peste 100 suprafețe exterioare ale lamelor din cristal și sticlă bine prelucrate. Lateral se vede al 10-lea polarizor ce poate fi rabatabil și înlocuit cu sticlă BK 7. Prin aceasta se dublează

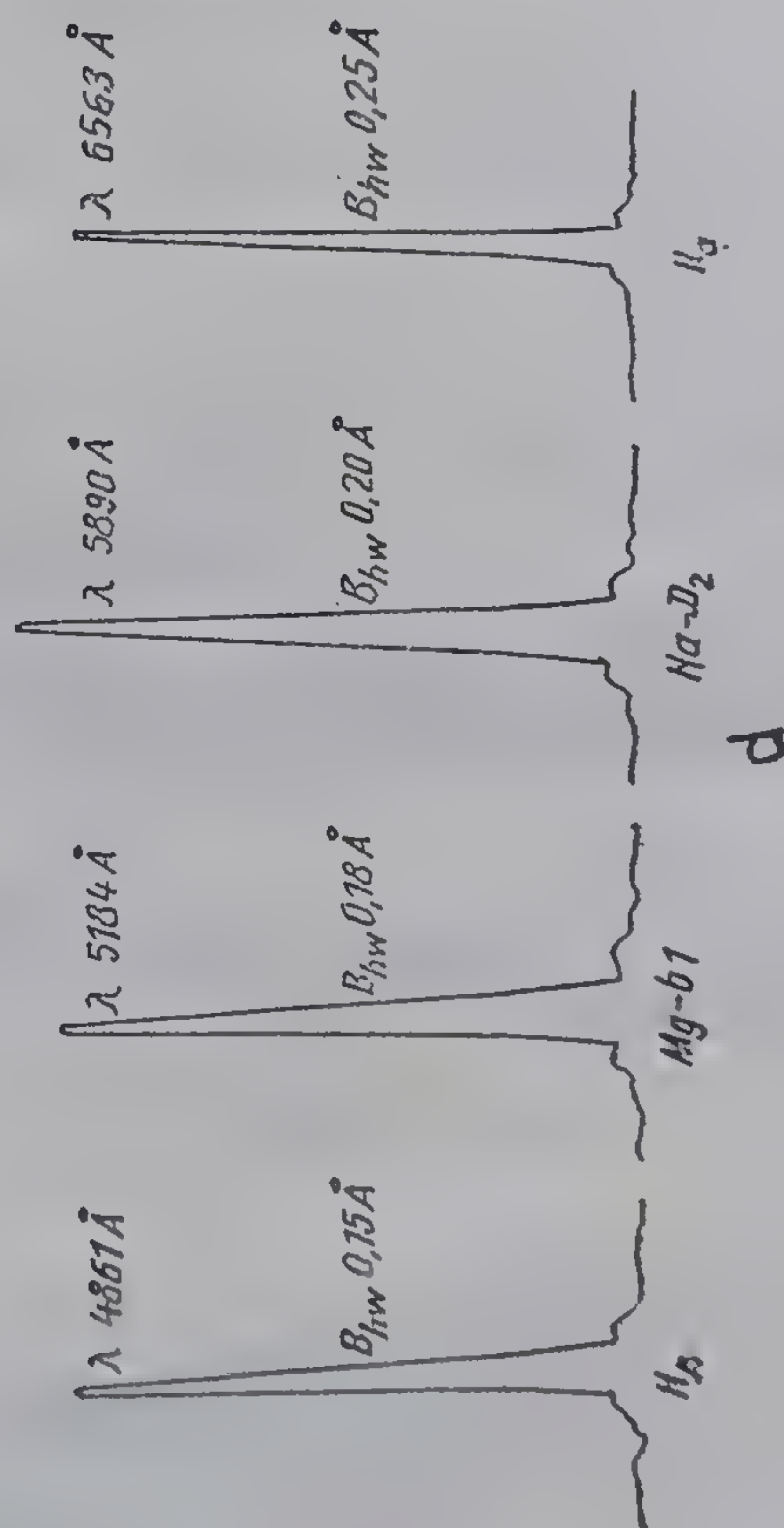
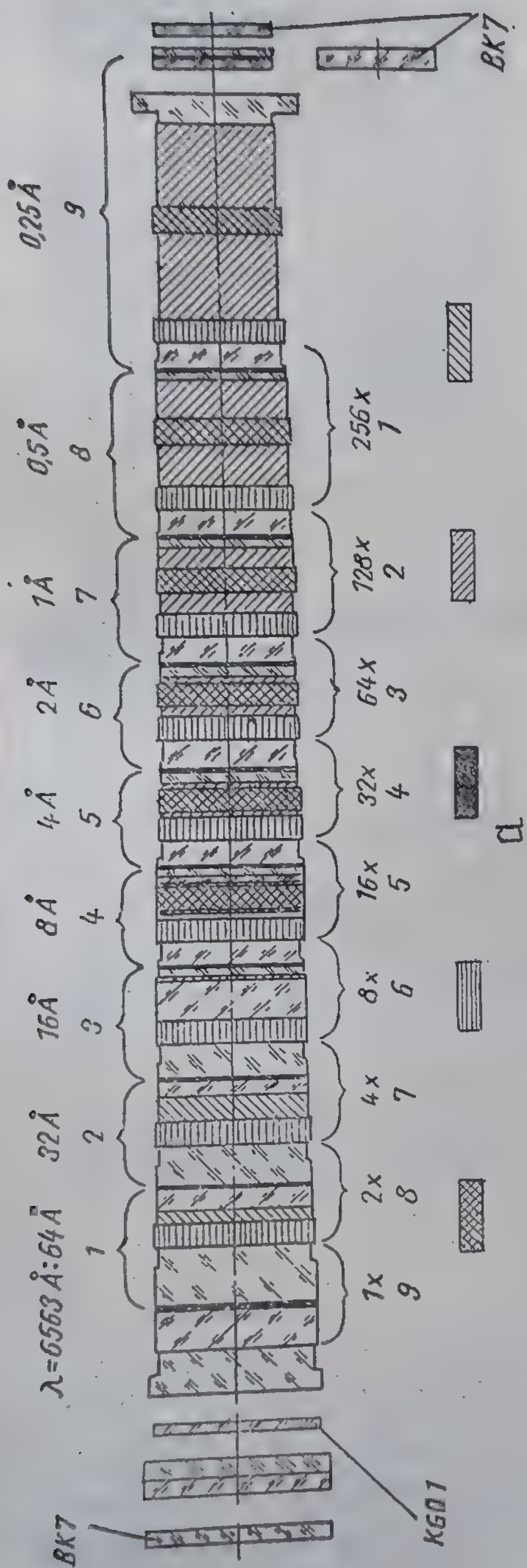


Fig. 4.67.



Fig. 4.67. Filtrul universal UBF (C. Zeiss-Oberkochen).

semilărgimea spectrală. În total există 9 grupe din cristal ale căror semilărgimi sînt date în fig. 4.67, d.

Fiecare grupă din cristal conține cîte o lamă de fază $\lambda/4$ necesară pentru deplasarea liniei.

Lamele de fază $\lambda/4$ și $\lambda/2$ sînt acromatizate prin combinarea a două lame din cristal din cuarț și fluorură de magneziu cu diferite dispersii și birefringente. O lamă este rotită față de cealaltă cu 90° . Ambele sînt lipite pe lame din sticlă și cu ulei între ele.

Pentru două linii spectrale lamele de fază dau o diferență de drum precis de $\lambda/4$ și respectiv $\lambda/2$. Pe de altă parte, rămîn abateri în partea cealaltă (rămasă) a spectrului vizibil cu circa 5%.

Cei 10 polarizori determină transmisia totală a filtrului după relația $T_{total} = T_v T_{n1} T_p^9$, în care: T_v este transmisia filtrului anterior (din față), T_{n1} — transmisia primului polarizor pentru lumină naturală, T_p — transmisia polarizorilor pentru lumină polarizată liniar în poziția paralelă; $T_n \approx 0,42$; $T_p \approx 0,24$ în domeniul spectral mijlociu; $T_{total} = 10\%$ pentru λ mari (roșu); $T_{total} \approx 5\%$ pentru λ mici (albastru).

Lungime totală: 425 mm și diametrul 200 mm. Un filtru moncromat Lyott pentru cercetarea radiațiilor Solare este descris în Opton Informationen Nr. 4/1968, p. 156—162.

4.14.3. Filtre de dispersie

Acțiunea unui filtru de dispersie se bazează pe dependența indicelui de refracție cu lungimea de undă. Cele mai utilizate filtre de acest tip sînt filtrele Christiansen și Brumberg.

a. *Filtrul Christiansen* este alcătuit dintr-o cuvă umplută cu pulbere dintr-un material transparent peste care se toarnă un lichid al cărui indice de refracție este egal cu al pulberii (pentru o anumită lungime de undă λ). Această cuvă este optic omogenă pentru radiația cu lungimea de undă λ , dar difuzează lumina cu alte lungimi de undă mai mari ori mai mici. Prin

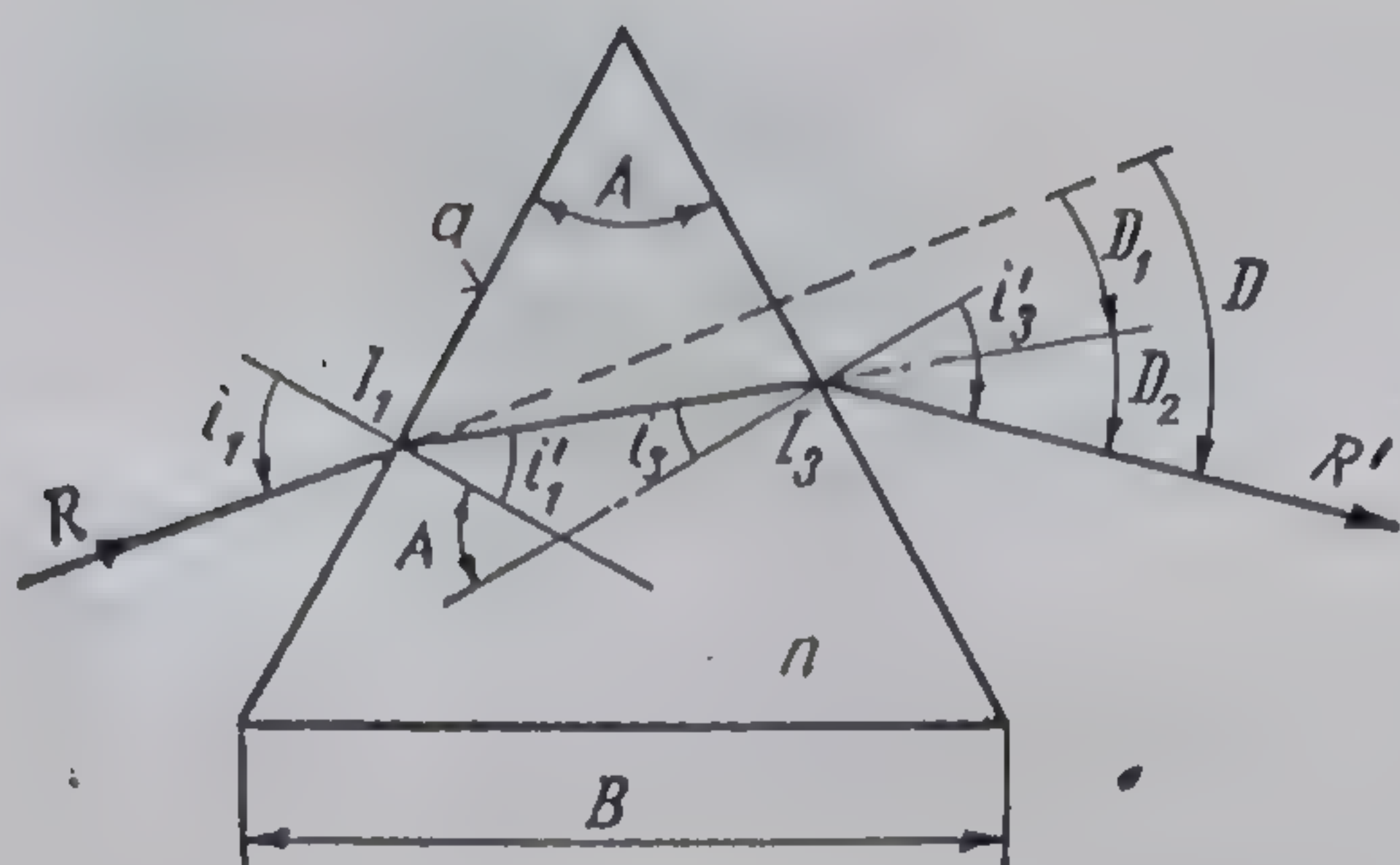


Fig. 4.68. Deviația produsă de o prismă.

schimbarea indicelui de refracție al lichidului, adăugînd o altă componentă ori modificînd temperatura cuvei, se modifică lungimea de undă în maximum de transmisie. Dacă nu se urmărește acest lucru, filtrul trebuie termostatat. Filtrele de acest tip se utilizează în toate domeniile spectrale: UV, V, IR.

b. *Filtrul Brumberg* constă dintr-o prismă cu indicele de refracție n_1 , alcătuită din două părți, separate de un strat subțire cu $n_2 < n_1$. Unghiul de incidență se alege în așa fel încît radițiile cu lungimile de undă mai mari decît o valoare λ să fie reflectate total pe stratul de separare. Pentru aceasta trebuie satisfăcută condiția:

$$\frac{dn_1}{d\lambda} / \frac{dn_2}{d\lambda} < \frac{n_1}{n_2}.$$

Așadar, filtrul Brumberg reflectă radiația cu lungime de undă mai mare decît lungimea de undă limită λ . Filtrul are apertură mică și trebuie termostatat.

4.15. Prisme

4.15.1. Deviația produsă de o prismă

Cu notațiile din fig. 4.68 se deduce deviația D a razei refractate R' față de direcția razei incidente R :

$$D = i_1 - i_1' + i_3' - i_3 = i_1 + i_3' - (i_1' + i_3) = i_1 + i_3' - A.$$

$$\sin i_1 = n \sin i_1'; \sin i_3' = n \sin i_3; i_1' + i_3 = A;$$

$$\begin{aligned} \sin i_3' &= n \sin i_3 = n \sin(A - i_1') = n(\sin A \cos i_1' - \cos A \sin i_1') = \\ &= \sin A \sqrt{n^2 - \sin^2 i_1} - \cos A \sin i_1; \end{aligned}$$

$$A = i_1 + \arcsin(\sin A \sqrt{n^2 - \sin^2 i_1} - \cos A \sin i_1) - A.$$

4.15.2. Minimul deviației

Deoarece D depinde de i_1 , deviația minimă $D_{min} = D^*$ se obține pentru $dA/di_1 = 0$. În acest caz $\cos i_1 \cos i_3 / \cos i_1' \cos i_3' = 1$. Această condiție este satisfăcută atunci cînd $i_1 = i_3'$, adică pentru $i_1' = i_3$. În acest caz raza care se propagă prin prismă este perpendiculară pe bisectoarea unghiului A și astigmatismul este nul (fig. 4.69).

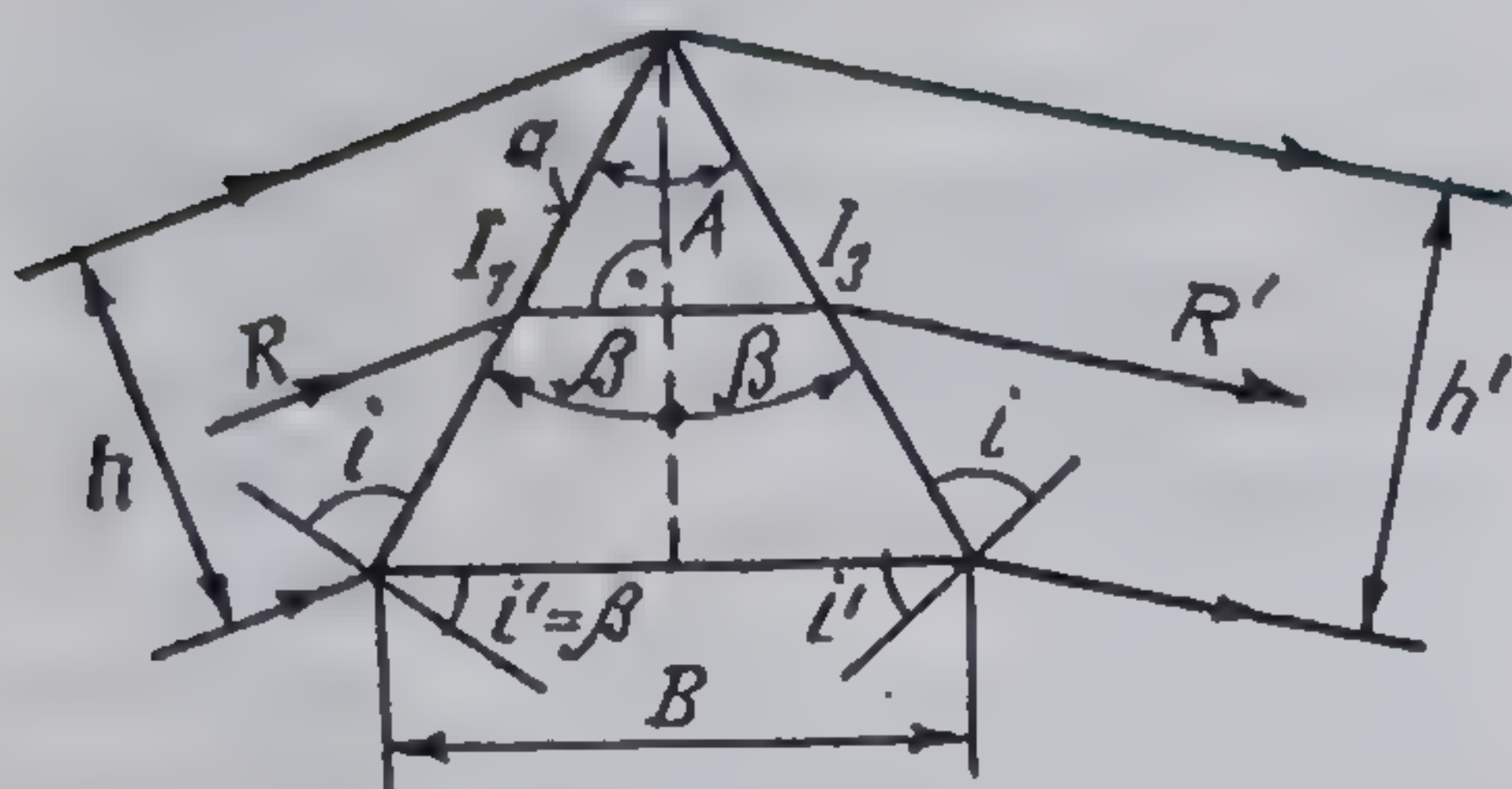


Fig. 4.69. Deviația minimă.

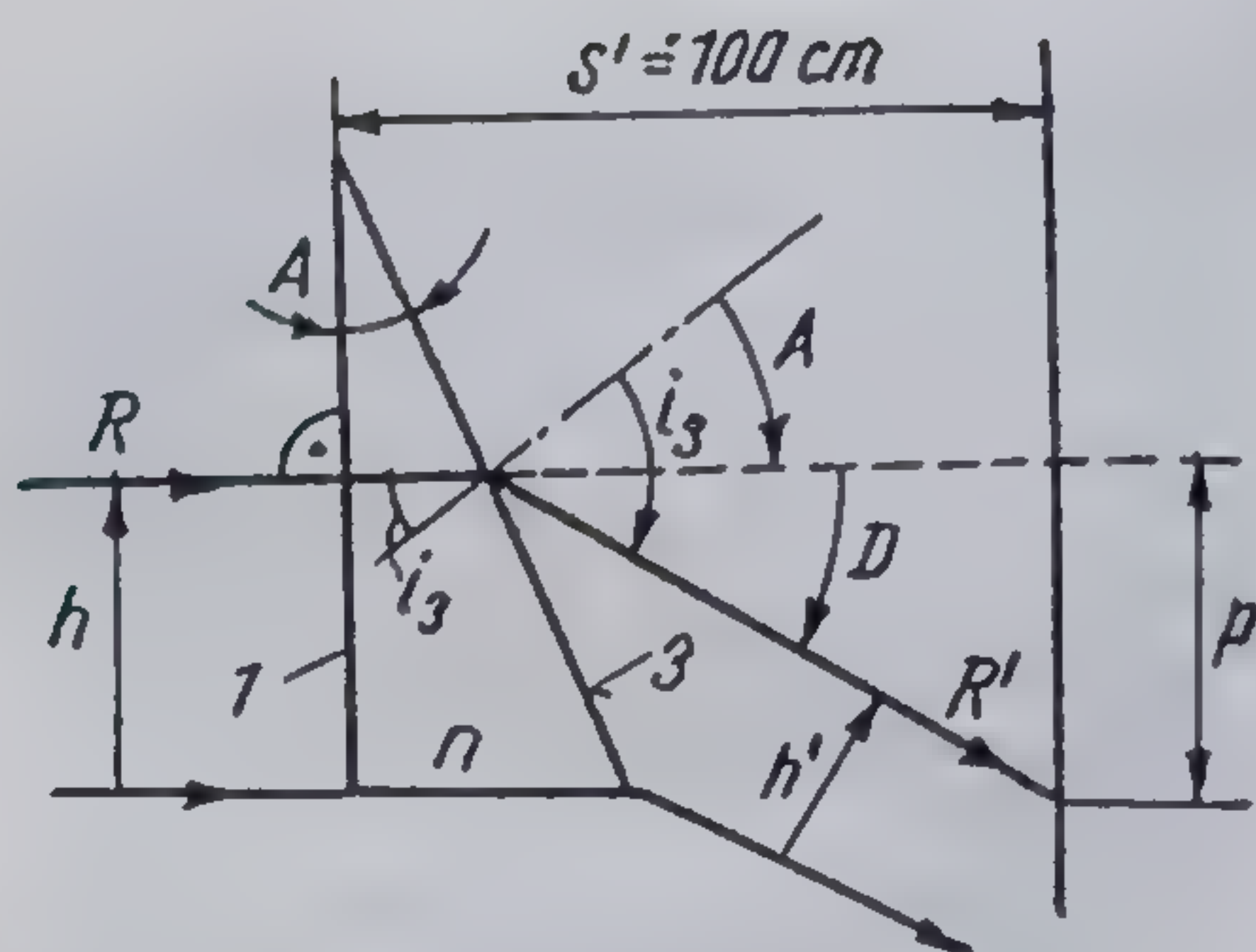


Fig. 4.70. Pana optică.

Când $\sin i_1 = 1$ sau $\sin i_3 = 1$, rezultă $i_1' = i_3 = \arcsin(1/n)$ și unghiul de refracție are valoarea maximă:

$$A_{max} = 2 \arcsin(1/n).$$

Pentru $n = 1,5 \dots 1,8$ rezultă $A_{max} = 84^\circ \dots 67^\circ$. Practic se adoptă $A_{max} = 60^\circ$.

La deviația minimă, $i = (D^* + A)/2$ și $i_1' = i_3 = i' = A/2$, de unde $\sin i = \sin [(D^* + A)/2]$, iar $\sin i' = \sin(A/2)$. Cu $\sin i = n \sin i'$, se obține indicele de refracție dependent de deviația minimă D^* :

$$n = \sin i / \sin i' = \sin [(D^* + A)/2] / \sin(A/2).$$

Indicele de refracție n poate fi dedus și din fig. 4.70:

$$n = \sin(D + A) / \sin A.$$

Pentru valori mici ale unghiului A se poate scrie:

$$n = (D + A)/A, \text{ de unde } D = (n - 1) A.$$

Dacă prisma este situată într-un mediu omogen cu indicele de refracție n_1 , deviația $D = (n - n_1) A$; $p = s' \tan D$.

4.15.3. Mărimile optice

$$\beta' = h'/h = \cos i_1' \cos i_2' / \cos i_1 \cos i_2 = \beta_1' \beta_2';$$

$$\gamma = 1/\beta' = \cos i_1 \cos i_2 / \cos i_1' \cos i_2'.$$

La incidență normală, măririle devin:

$$\beta' = h'/h = \cos i_2' / \cos i_1 = [(1 - n^2 \sin^2 A) / (1 - \sin^2 A)]^{1/2};$$

$$\gamma = 1/\beta' = [(1 - \sin^2 A) / (1 - n^2 \sin^2 A)]^{1/2}.$$

4.15.4. Dispersia unghiulară

Se definește dispersie unghiulară $D_\lambda = dD/d\lambda$. Diferențiind deviația în raport cu lungimea de undă λ și considerînd $di_1/d\lambda = 0$, se obține: $dD/d\lambda =$

$$= di'_3/d\lambda; \quad di'_1/d\lambda = -di_3/d\lambda; \quad \sin i'_1 \cdot dn/d\lambda + n \cos i'_1 \cdot di'_1/d\lambda = 0; \quad \cos i'_3 \cdot di'_3/d\lambda = n \cos i_3 \cdot di_3/d\lambda + \sin i_3 \cdot dn/d\lambda;$$

$$dD/d\lambda = \frac{\sin(i'_1 + i_3)}{\cos i'_3 \cos i'_1} \cdot \frac{dn}{d\lambda} = \frac{\sin A}{\cos i'_3 \cos i'_1} \cdot \frac{dn}{d\lambda}.$$

La deviația minimă $i_1 = i'_3 = i$ și $i'_1 = i_3 = i' = A/2$ și deci

$$\frac{dD}{d\lambda} = 2 \frac{\sin i'}{\sin i} \cdot \frac{dn}{d\lambda} = \frac{2 \sin(A/2)}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2(A/2)}} \cdot \frac{dn}{d\lambda};$$

$$D_\lambda = \frac{dD}{d\lambda} = \frac{2}{n} \cdot \operatorname{tg} i \cdot \frac{dn}{d\lambda}.$$

Se observă că $\sin i' = B/2a$ și $\cos i = h/a$ și deci:

$$D_\lambda = \frac{dD}{d\lambda} = \frac{B}{h} \cdot \frac{dn}{d\lambda}.$$

$$\text{Pentru } A = 60^\circ \text{ se obține } D_\lambda = \frac{dD}{d\lambda} = \frac{2}{\sqrt{4 - n^2}} \cdot \frac{dn}{d\lambda}.$$

Cînd $i'_3 = 90^\circ$, dispersia și mărirea γ sînt infinite; în acest caz imaginea fantei este foarte largă.

Se mai poate scrie: $a = B/2 \sin(A/2) = h/\cos i$ și

$$\frac{B}{h} = \frac{2 \sin(A/2)}{\cos[(A + D)/2]} = \frac{dD}{dn}.$$

4.15.5. Rezoluția prisme

$$R = \lambda/\Delta\lambda = [\sin A / \cos i_1 \cos i_3] h dn/d\lambda.$$

$$\text{Pentru } D = D^* \text{ rezultă: } R = B \cdot dn/d\lambda,$$

în care baza prisme B se introduce în cm.

Exemplu: $A = 60^\circ$; $n_D = 1,6489$; $dn = n_F - n_C = 0,01919$. Se cere baza B pentru ca prisma să rezolve linia $D(\lambda = 589,3 \text{ nm}; \Delta\lambda = 0,6 \text{ nm})$. Știind că $\Delta\lambda = \lambda_C - \lambda_F = 656,3 - 486,1 = 170,2 \text{ nm}$, se calculează $dn/d\lambda = 0,01919/170,2$ și $\lambda/\Delta\lambda = 5893/6 \approx 1000$ și rezultă $B \approx 0,9 \text{ cm}$.

4.15.6. Deviația produsă de un sistem prismatic

În unele aparate spectrale se folosesc sisteme prismatice (fig. 4.71) pentru a realiza: a) mărirea dispersiei unghiulare; b) deviația impusă (zero sau vederea dreaptă, după Amici); c) deviația fără spectru (acromazia); d) dispersie mare la deviație mică etc.

Calculul unui astfel de sistem se efectuează ușor dacă suprafețele refractante sînt perpendiculare pe același plan, adică dacă secțiunile principale se află în același plan.

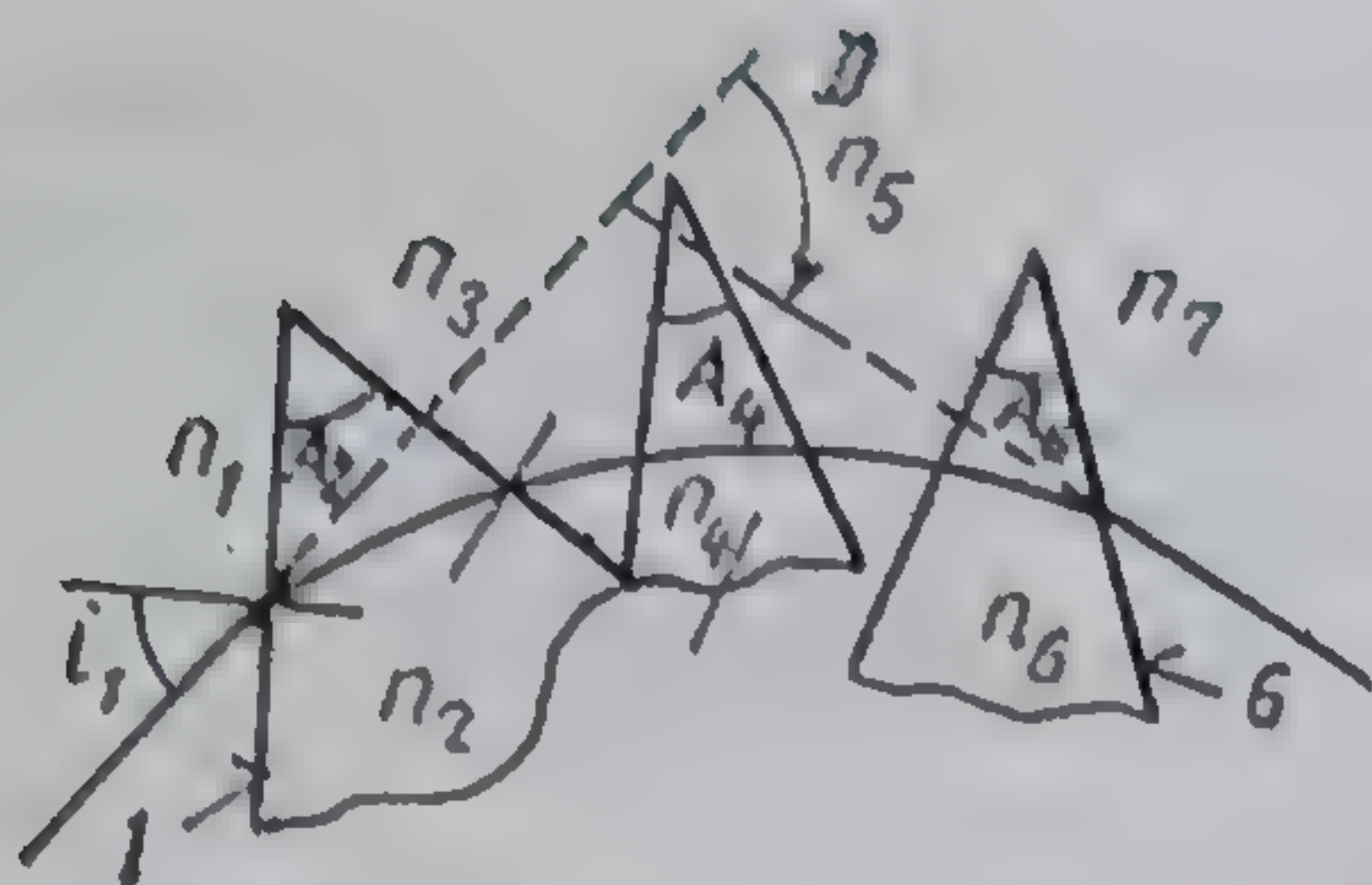


Fig. 4.71. Sistem prismatic pentru mărirea dispersiei unghiulare.

Dacă numărul suprafețelor este k , numărul mediilor este $k + 1$ și scrie:

$$n \sin i_1 = n_2 \sin i'_1; \dots; n_k \sin i_k = n_{k+1} \sin i'_k$$

Deviația totală este suma deviațiilor individuale:

$$D = i_1 + (-1)^k i'_k + (-1)^k \omega + 1,$$

în care ω este unghiul dintre suprafețele 1 și k . Deviația minimă există atunci când este satisfăcută condiția:

$$\frac{n_1}{n_{k+1}} \prod_{i=1}^k \frac{\cos i_k}{\cos i'_k}$$

Deoarece $n_1 = n_{k+1} = 1$ (aer), rezultă $\prod_{i=1}^k [\cos i_k / \cos i'_k] = 1$. De regulă, toate prismele sînt identice și funcționează cu deviația minimă.

La sistemele Rutherford și Amici prisma mijlocie funcționează în condiția deviației minime (paralel cu baza):

Dispersia unghiulară a unui sistem este egală cu suma dispersiilor produse de fiecare prismă componentă.

Rezoluția unui sistem prismatic crește cu numărul de prismele. Pentru deviația minimă rezoluția este $R = \Sigma B dn/d\lambda$.

4.15.7. Puterea prismatică

Din fig. 4.70 rezultă $\tan D = p/s'$. Pentru $p = 1$ cm și $s' = 100$ cm se obține $D = \arctan (p/s') = 0^\circ 34' 22,7''$ și care reprezintă puterea de refracție a unei prismele care la distanța de 1 m cauzează o deplasare de 1 cm (unghiul $A < 1^\circ$).

Prismele cu unghiuri de refracție mici se folosesc în tehnica medicală și în construcția compensatoarelor și interpoaletoarelor optice la teletre, microscopie, lunete, etc. v. §§. 6.14.16 și 8.2.5. În fig. 4.72 sînt redată cîteva sisteme prismatice de acest fel.

4.15.8. Sisteme prismatice monocromatice

În fig. 4.73 este reprezentat un sistem prismatic anamorfotic cu $\gamma = 1,5 \dots 2$. Sînt valabile relațiile:

$$\sin A = (\gamma^2 - 1)/(n^2 \gamma^2 - 1); \sin D = (\sqrt{n^2 - 1}(\sqrt{\gamma^2 - 1}))/ (1 + n\gamma).$$

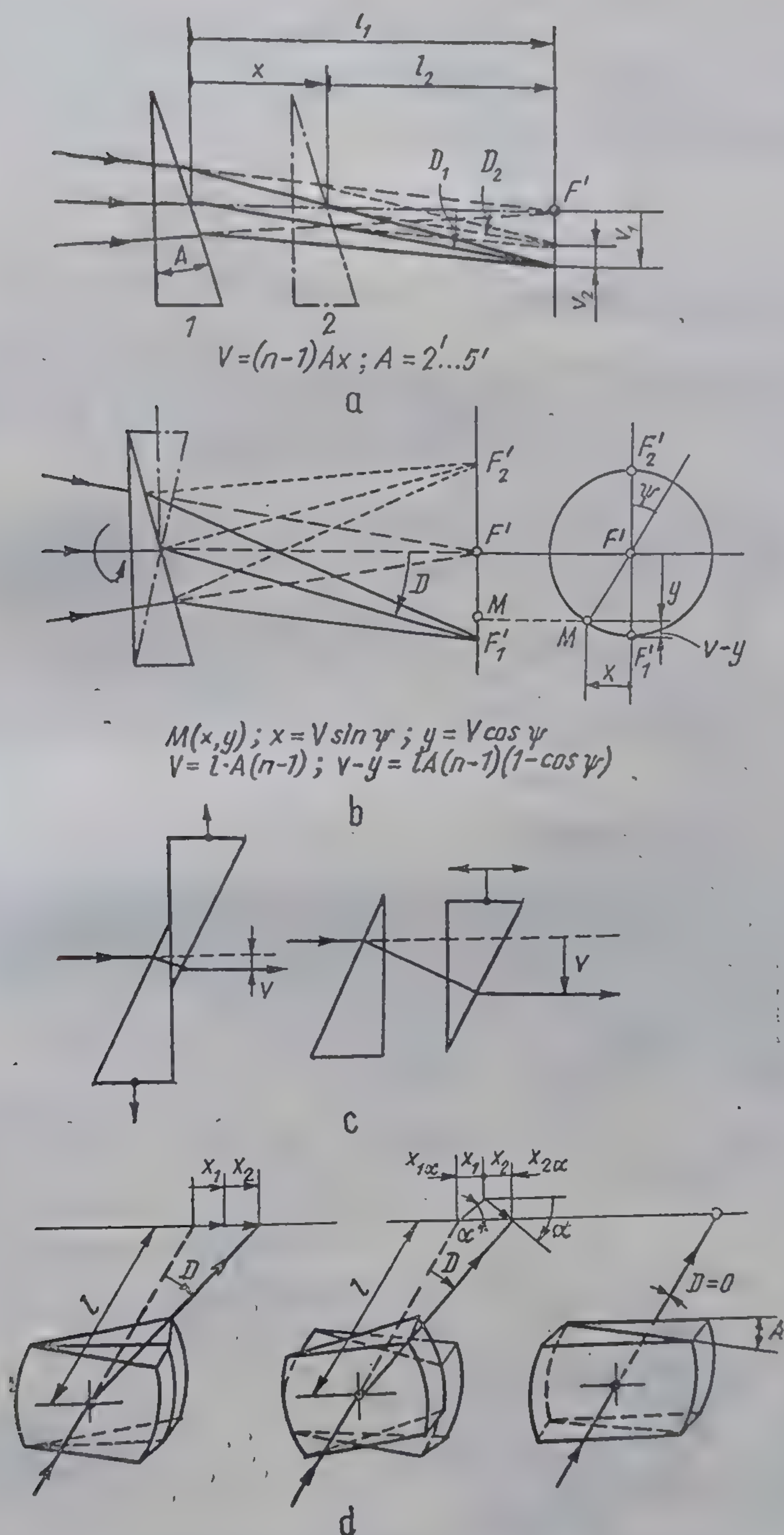


Fig. 4.72. Prisme și sisteme prismatice compensatoare:
 1 — mobil axial; b — pentru telemetre; c — pentru interpolatoare;
 d — pentru interpolatoare.

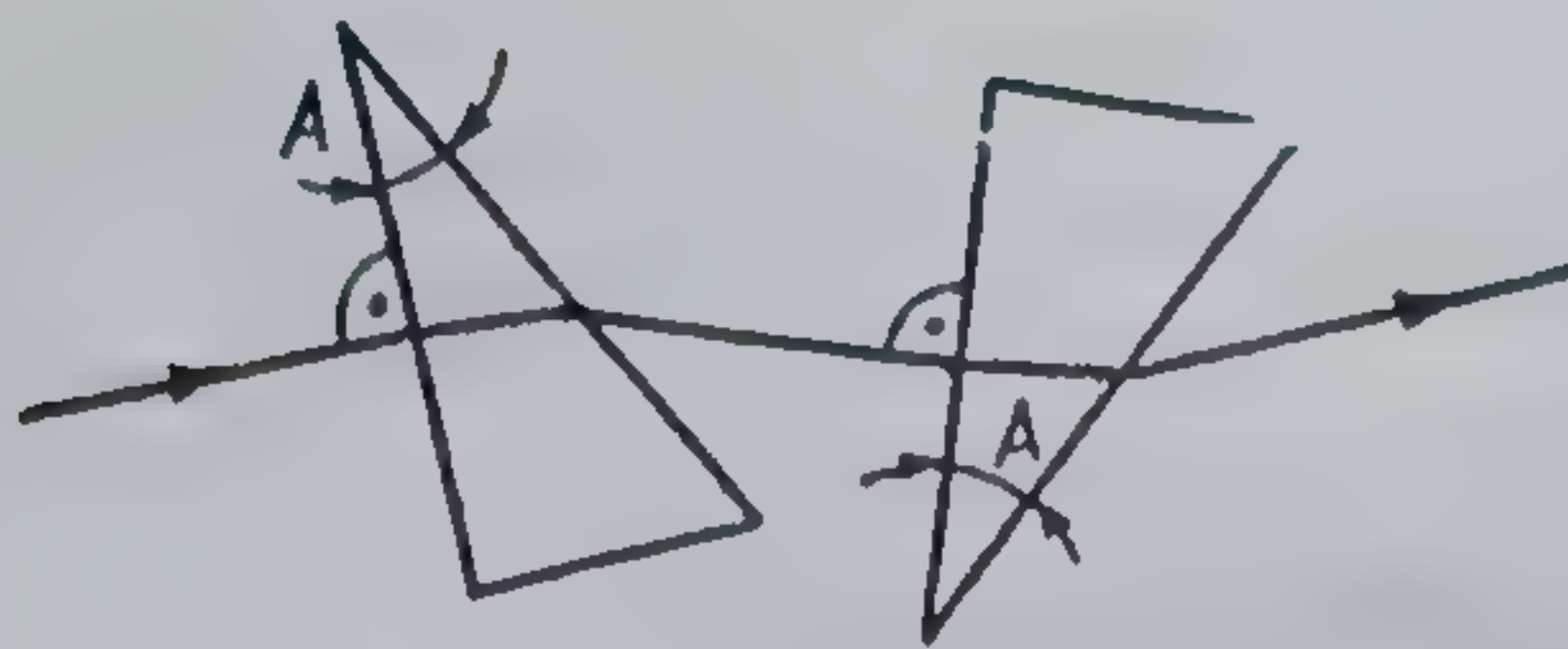


Fig. 4.73. Sistem prismatic anamorfotic.

4.15.9. Prisme acromatice

Se cunosc numeroase prisme cu reflexie totală care sînt acromatice (v. § 4.15.12). Cele refractante, cu unghiul de refracție A , nu pot fi acromatice decît dacă se execută un sistem alcătuit din cel puțin două prisme (fig. 4.74), sistem care să satisfacă următoarele două condiții:

- Condiția de acromazie $D_F - D_C = 0$;
- Condiția pentru radiația mijlocie: $D_d = D_{d1} + D_{d2} \neq 0$.

Se obține: $A_1/A_2 = -(n_{F2} - n_{C2})/(n_{F1} - n_{C1})$;

$$A_1 = \frac{D_d(n_{F2} - n_{C2})}{(n_{d1} - 1)(n_{F2} - n_{C2}) - (n_{d2} - 1)(n_{F1} - n_{C1})};$$

$$D_d = \frac{A_1(n_{d1} - 1)(n_{F2} - n_{C2}) - (n_{d2} - 1)(n_{F1} - n_{C1})}{n_{F2} - n_{C2}}.$$

4.15.10. Prisme dispersive

Acțiunea dispersivă a unei prisme a fost studiată în § 4.15.4. Cu o singură prismă nu se poate obține dispersia dorită și vederea dreaptă. De aceea, se folosesc sisteme alcătuite din cel puțin două prisme din materiale diferite (fig. 4.74). Trebuie satisfăcute următoarele condiții:

- deviația razei mijlocii să fie nulă: $D_d = D_{d1} + D_{d2} = 0$;
- dispersia să aibă valoarea impusă: $\Delta D = D_F - D_C \neq 0$.

Se obține: $A_1/A_2 = -(n_{d2} - 1)/(n_{d1} - 1)$;

$$\Delta D = D_F - D_C = \frac{A_1[(n_{F1} - n_{C1})(n_{d2} - 1) - (n_{d1} - 1)(n_{F2} - n_{C2})]}{n_{d2} - 1};$$

$$A_2 = -A_1(n_{d1} - 1)/(n_{d2} - 1);$$

$$A_1 = \frac{(D_F - D_C)(n_{d2} - 1)}{(n_{d2} - 1)(n_{F1} - n_{C1}) - (n_{d1} - 1)(n_{F2} - n_{C2})}.$$

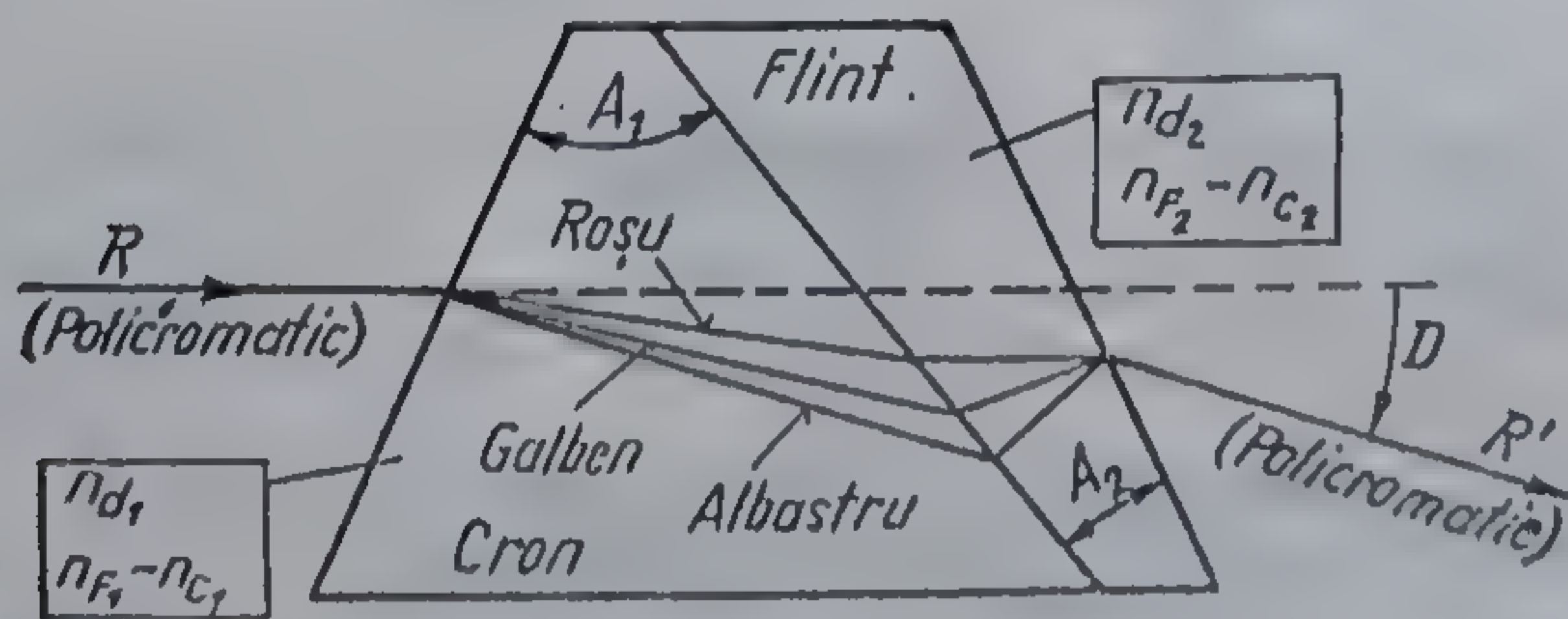


Fig. 4.74. Sistem prismatic acromatic.

Trebuie ca ΔD să fie simetric față de raza care străbate sistemul în condiția deviației minime. Detalii în [21].

Principalele tipuri de prisme dispersive, folosite în construcția monocromatoarelor pentru diferite aparate, sînt redată în tabelul 4.1. Se observă că sistemele dispersive cu deviație constantă satisfac condiția deviației minime.

Tabelul 4.1. Prisme dispersive

Nr. crt.	Denumire și caracteristici	Figura (secțiunea principală)
1	2	3
1	Prisme cu vedere dreaptă $F = f(\lambda, i)$	
1.1	Amici (Brownig) $D = 0$ pentru λ_d . Putere separatoare mică Dispersie mică	
1.2	Zenker, în formă de paralipiped cu $n_{d1} = n_{d2}$ $D = 0$	
1.3	Vernicke $A = 60$ sau 100° . Prisma are dispersie mare La unghiuri A mari poate să apară dispersia totală și polarizarea luminii	
1.4	Rutherford (Compound) $A = 90^\circ \dots 120^\circ$	
2	Prisme dispersive cu deviație constantă	
2.1	Autocolimatoare Sistem Littrow $D = 180^\circ$	

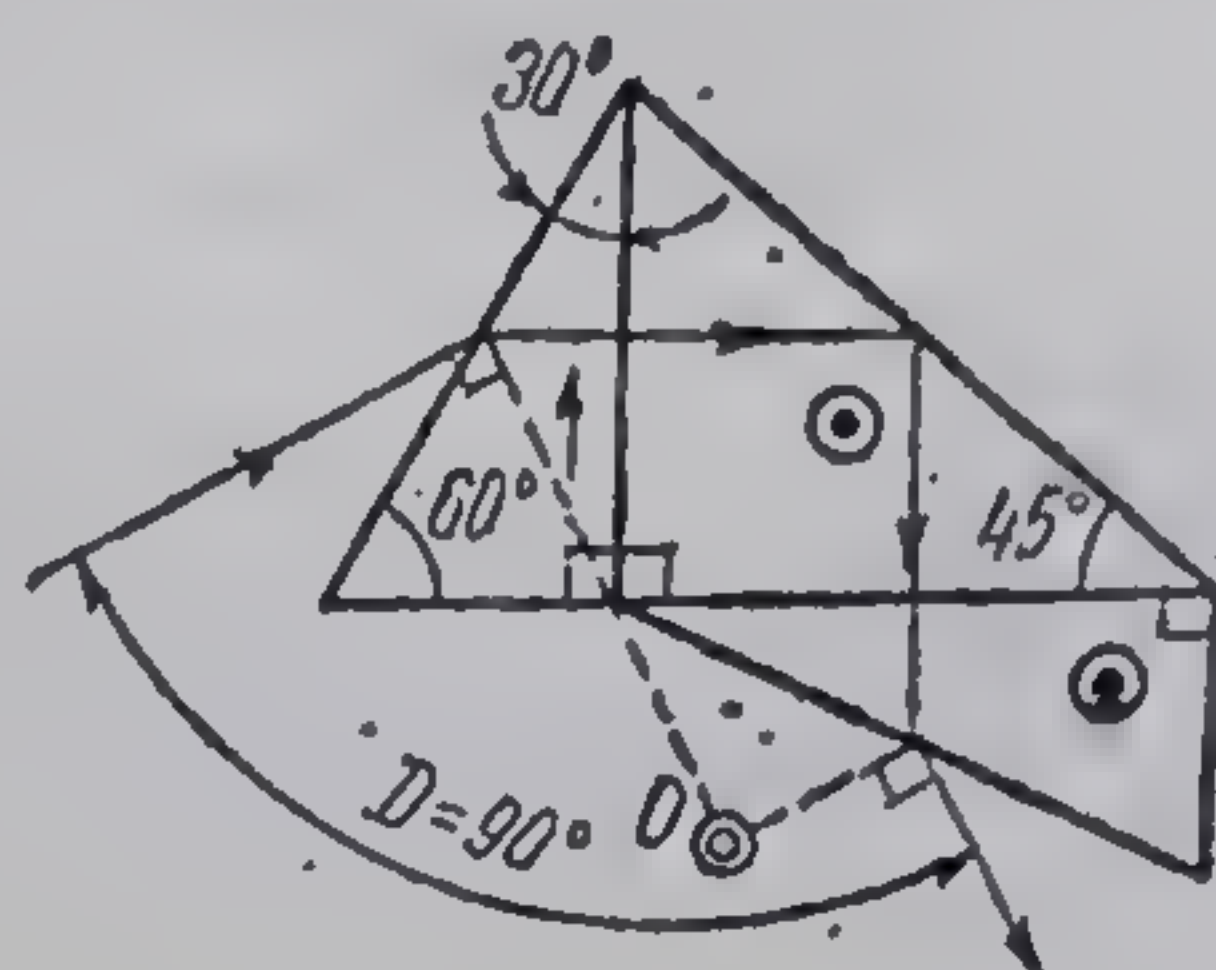
Tabelul 4.1 (continuare)

1	2	3
2.2	<p>Abbe $D = 90^\circ$. Poate fi executată din trei prisme sau poate fi o singură bucată $D_1 = 30^\circ$, $D_2 = 90^\circ$, $D_3 = -30^\circ$ Unghiurile de refracție depind de sortul sticlei</p>	
2.3	<p>Abbe $D = 60^\circ$ Pentru mărirea puterii separatoare (rezoluției), prisma se folosește în combinație cu alte prisme</p>	
2.4	<p>Förster Sistem format, din două prisme echilaterale și o prismă Abbe cu $D = 90^\circ$. Raza λ_d se propagă în condiția deviației minime. $D = 90^\circ$. Sistemul are puterea separatoare mare. $\lambda = (380 \dots 800) \text{ nm}$</p>	<p>P. Abbe</p>
2.5	<p>Wandsworth (Fuchs — Wandsworth) $D = 0$ pentru $\alpha = 90^\circ$ Pentru $\alpha \neq 90^\circ \rightarrow D = 180 - 2\alpha$</p>	
2.6	<p>Young — Thollon Două prisme cu unghiurile de refracție $A = 30^\circ$ se rotesc în jurul axei comune 0. Se obține deviația minimă pentru toate lungimile de undă λ, dacă razele incidente și emergente sînt perpendiculare pe fețele prismelor</p>	
2.7	<p>Cornu. Este alcătuită, din două semiprisme din cuarț. Dubla refracție dată de prima prismă este compensată de a doua</p>	

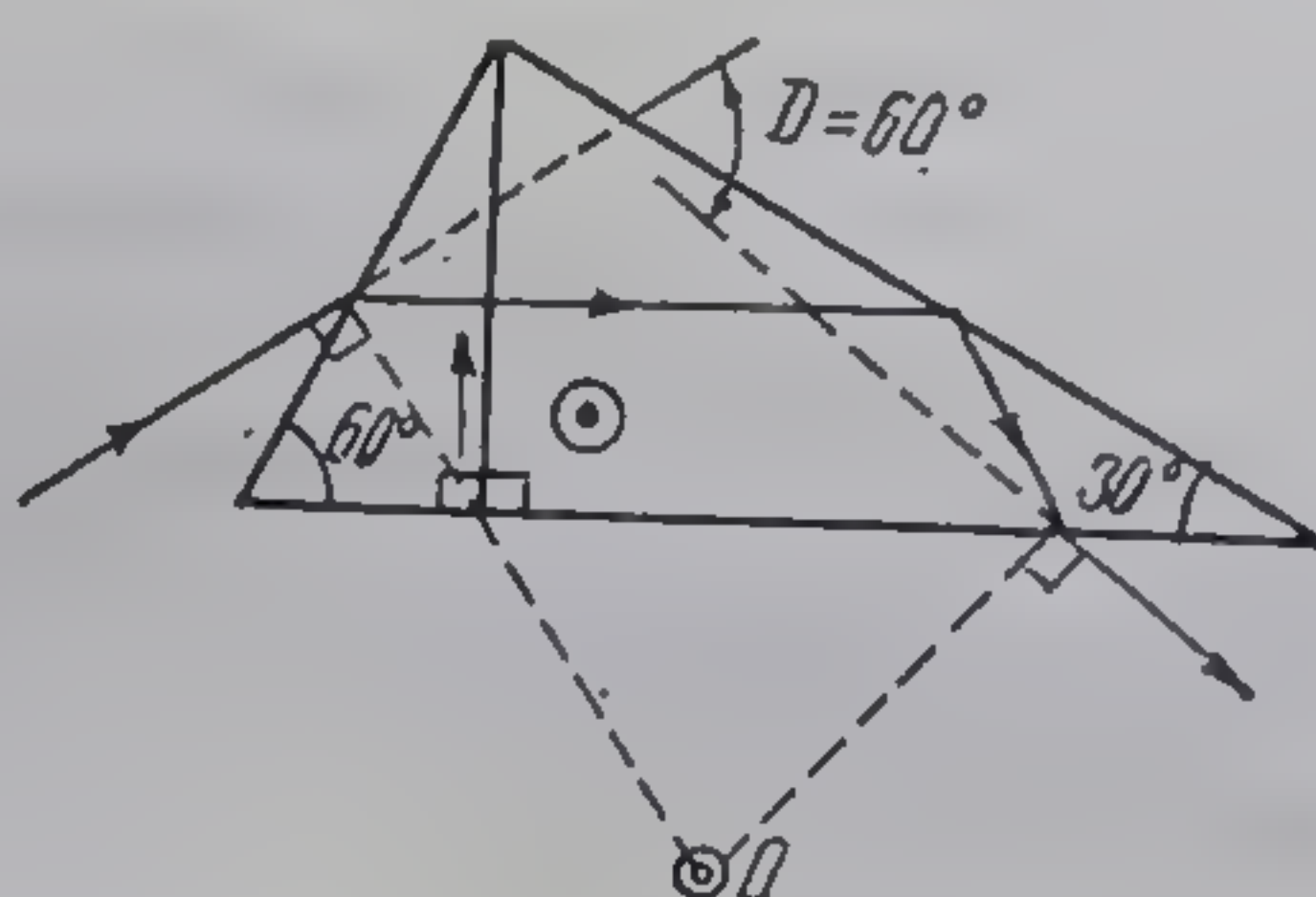
1

3

3

2.8 Straubel $D = 90^\circ$ 2.9 Straubel $D = 60^\circ$

- O — centru de rotație;
 ↑ — axa cristalului paralelă cu
 planul desenului
 — axa cristallui
 ⊙ — axa cristalului perpendicu-
 lară pe planul figurii



4.15.11. Prisme și lame de polarizare

Prismele și lamele de polarizare sînt executate din cristale optice transparente la anumite radiații (v. tabelul 9.2). Cristalele monoax sînt negative dacă în planul perpendicular pe axa optică $n_e < n_o$ și pozitive cînd $n_e > n_o$. Razele ordinară o și extraordinară e sînt situate în plane perpendiculare.

Dacă o lamă rotește planul de polarizare spre dreapta, lama este executată dintr-un „cristal dreapta”; cînd planul se rotește spre stînga, ea este executată dintr-un „cristal stînga”. Pentru evitarea fenomenului de rotire, prisma trebuie executată din ambele cristale.

În tabelul 4.2 se dau principalele tipuri de prisme și lame de polarizare (v. §. 4.14.2, unde sînt descrise filtrele de polarizare).

4.15.12. Prisme reflectoare

Se cunosc numeroase prisme reflectoare care produc deplasarea imaginii de-a lungul axei optice, devierea axei optice cu unghiul D , numit deviere, redresarea parțială sau totală a imaginii, divizarea ori reunirea fasciculelor etc.

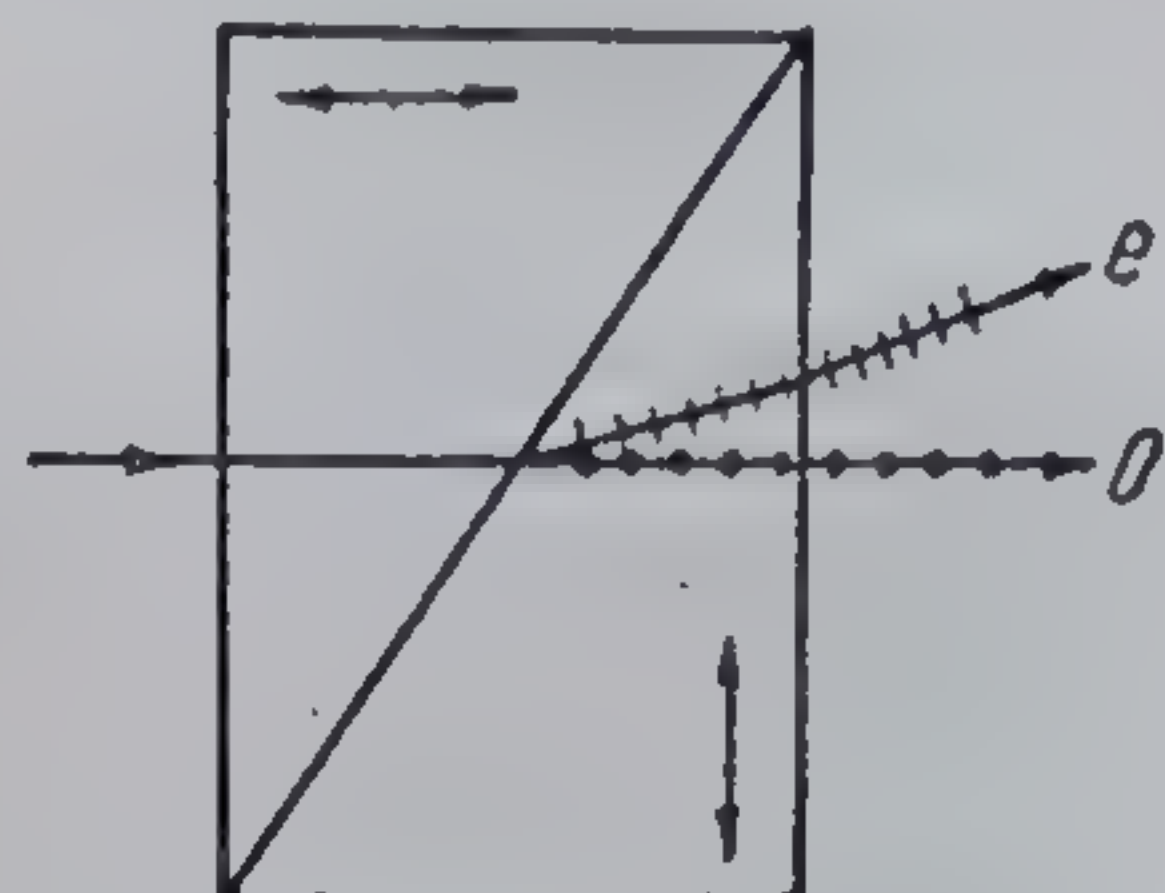
Pentru eliminarea aberațiilor cromatice de mărire, suprafețele de incidență și de emergență trebuie să fie perpendiculare pe axa optică, pentru ca prisma să poată fi asimilată unei lame plan-paralele perpendiculară pe axa optică. Dacă această condiție nu este satisfăcută, prisme reflectoare i se asociază o a doua prismă care, împreună cu prima, realizează condiția

Tabelul 4.2. Prisme și lame de polarizare

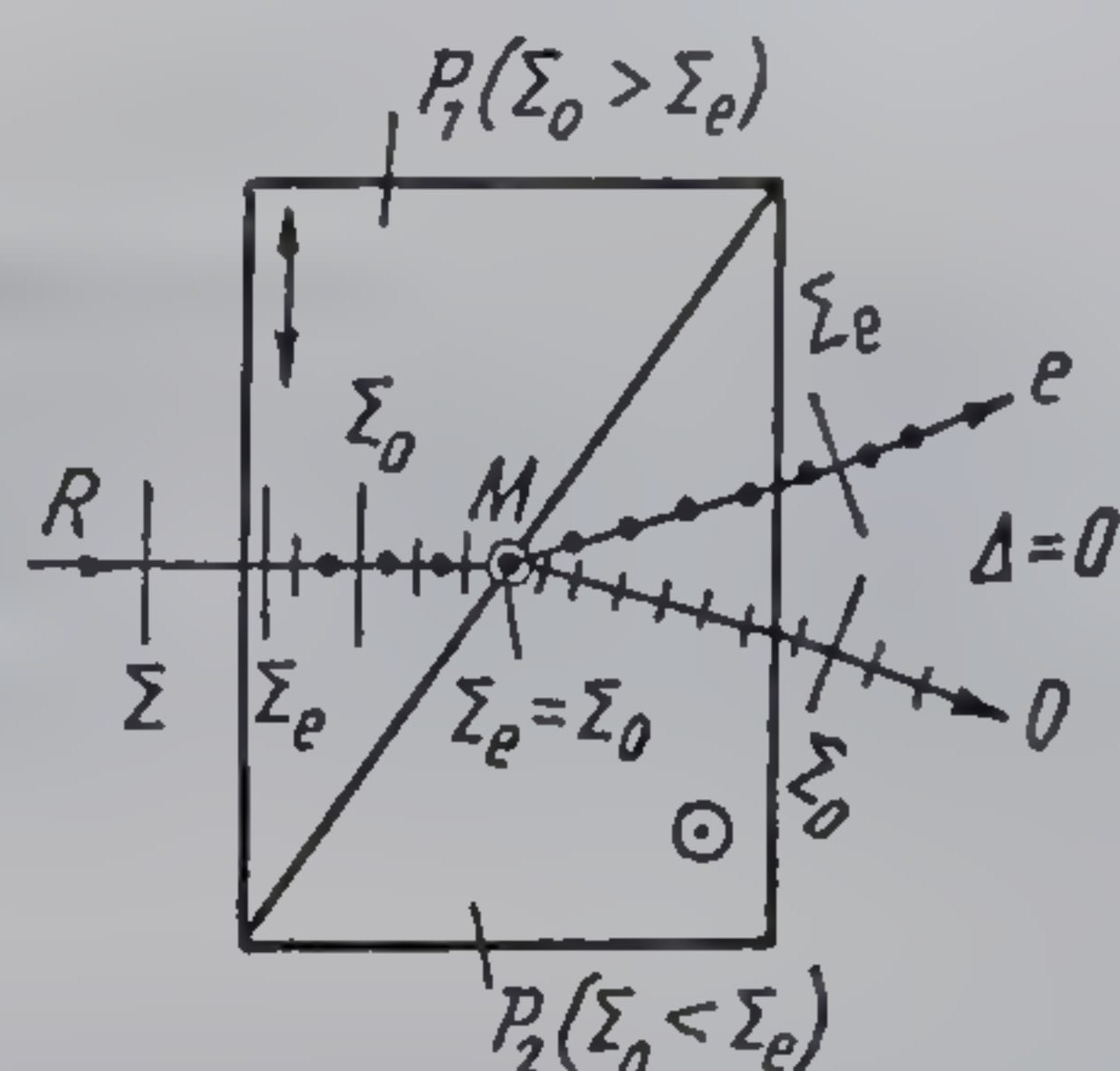
Nr. crt.	Denumirea și caracteristici	Figura (Secțiunea principală)
1	2	3
1.	<p><i>Lama birefringentă</i> \leftrightarrow axa optică \parallel planul figurii (în secțiunea principală) Direcția de vibraire față de secțiunea principală: — la 45°; — paralelă; perpendiculară.</p>	
2.	Prisme care reflectă total fasciculul ordinar	
2.1.	<p><i>Nicol</i>. Este alcătuit din două prisme executate din spat de Islanda, lipite cu glicerină sau cu ulei mineral, ce formează un romboedru. Raza ordinară este reflectată total pe suprafața de separare. $2\sigma < 29^\circ$; $\lambda < 250$ nm.</p>	
2.2.	<p><i>Foucault</i>. Se deosebește de P. Nicol prin aceea că cele două prisme nu se lipesc. Interstițiul de aer micșorează unghiul de reflexie totală și mărește transparența la UV. $2\sigma < 8^\circ$.</p>	
2.3.	<p><i>Glan-Thompson</i>. Se obține prin lipirea cu balsam de Canada ($n = 1,54$) a două prisme executate din spat de Islanda (din aceeași bucată). Muchia refractantă este paralelă cu axa principală cristalografică $2\sigma \approx 39^\circ$. Pentru $2\sigma \approx 42^\circ$ trebuie ca lipirea să se facă cu ulei de in ($n = 1,49$). $\lambda = (350 \dots 2300)$ nm</p>	
3.	Prisme care reflectă total fasciculul extraordinar	
3.1.	<p><i>Rochon</i>. Este un sistem constituit din două prisme din spat de Islanda sau din cuarț. Muchia primei prisme este perpendiculară, iar a celei de a doua paralelă cu axa cristalografică. În prima prismă nu există dublă refracție, deoarece lumina se propagă paralel cu axa optică. Dubla refracție apare la suprafața de separare; raza o trece nedeviată și este acromatică; raza e poate fi diafragmată. Prisma se utilizează la polarimetre. Aceeași prismă, execută din fluorură de magneziu, nelipită, se folosește în domeniul UV ($\lambda = 1400 \mu\text{m} \dots 7 \mu\text{m}$)</p>	

1	2	3
---	---	---

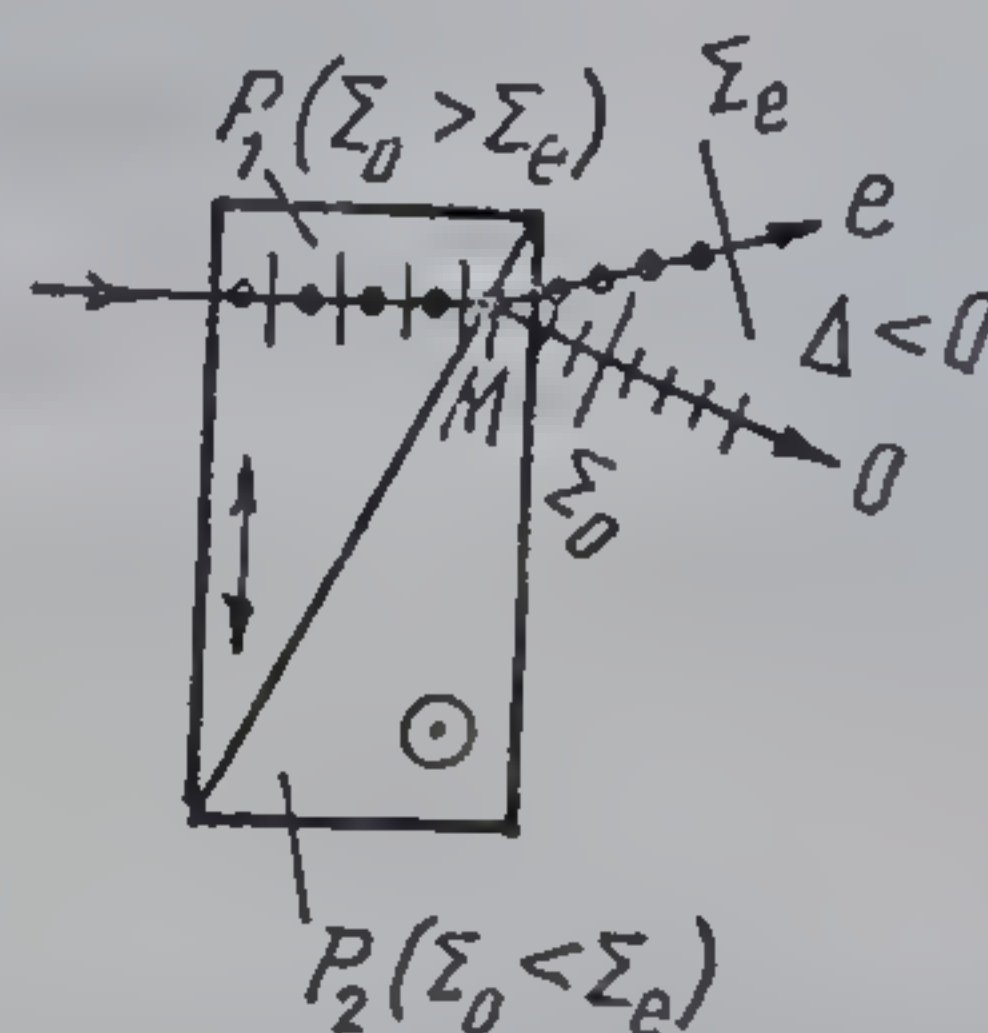
- 3.2. *Sénarmont*. Este alcătuită din două prisme din spat de Islanda sau din cuarț lipite, cu axele perpendiculare în același plan și perpendiculare pe muchia refractantă. Raza o este acromatică. Raza e se diafragmează



- 3.3. *Wollaston*. Este un sistem constituit din două prisme din cristale de cuarț monoax cu axele perpendiculare (fig. a). Axa optică a primei prisme este perpendiculară, iar a celei de a doua paralelă față de muchia refractantă. Așadar, prisma Wollaston are două plane principale. Fasciculul este dublu refractat în prima prismă și apoi în cea de a doua. Fasciculele nu sînt acromatice.



- 3.4. O undă plană incidentă Σ , polarizată liniar, cu planul de vibrație situat la 45° față de planul figurii, este divizată în punctul de incidență I , de prisma P_1 , în două unde polarizate liniar, cu planele de vibrație situate la 45° față de unda incidentă: unda ordinară o și unda extraordinară e , perpendiculare una pe cealaltă. La suprafața de separare (punctul M) prisma P_2 refractă undele o și e în direcții diferite sub un unghi mic ($< 30''$). Fiecărei unde îi corespunde un indice de refracție și deci o viteză de propagare ($n_e > n_o$).



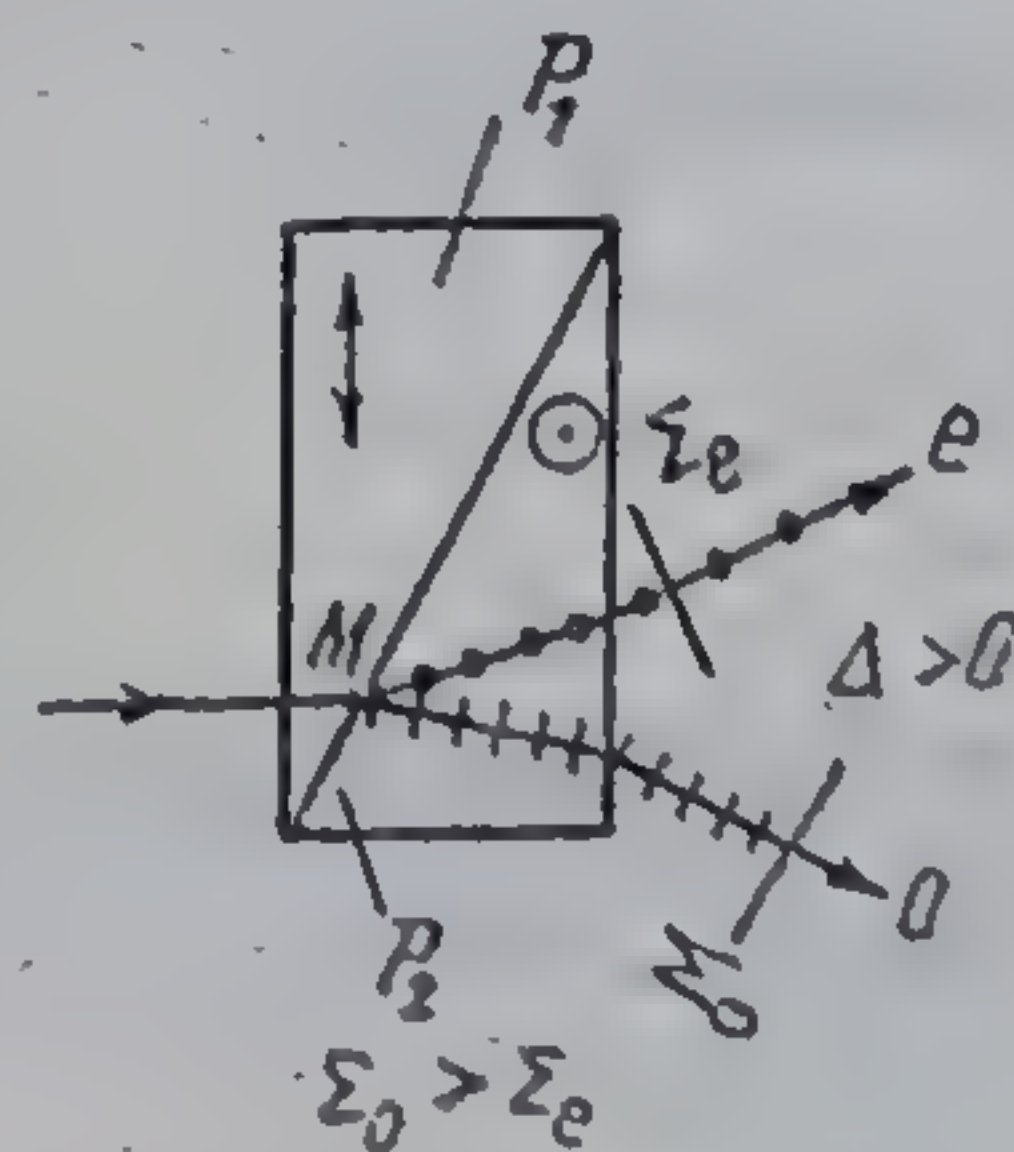
Unda Σ_0 are viteză de propagare mai mare decât unda Σ_e la cristale monoax pozitive și invers la cristale negative. Prin urmare, în prisma P_2 raza o din prisma P_1 devine raza e , iar raza e din prima P_1 devine rază o .

Acest mod de propagare determină egalizarea drumurilor optice ($\Delta = 0$) în centrul prisme Wollaston (punctul M) și ambele unde Σ_0 și Σ_e părăsesc prisma în același timp ($\Delta = 0$). O diferență de drum $\Delta \neq 0$ apare atunci când prisma se deplasează perpendicular pe axa optică (fig. b, c), deoarece diferența de drum optic dintre undele Σ_0 și Σ_e nu mai poate fi compensată de prismă P_2 .

Direcția axei optice:

↔ paralel cu planul figurii;

⊙ perpendicular pe planul figurii.



1

2

3

Planul de vibraire față de planul figurii:

↔ înclinat la 45° ;

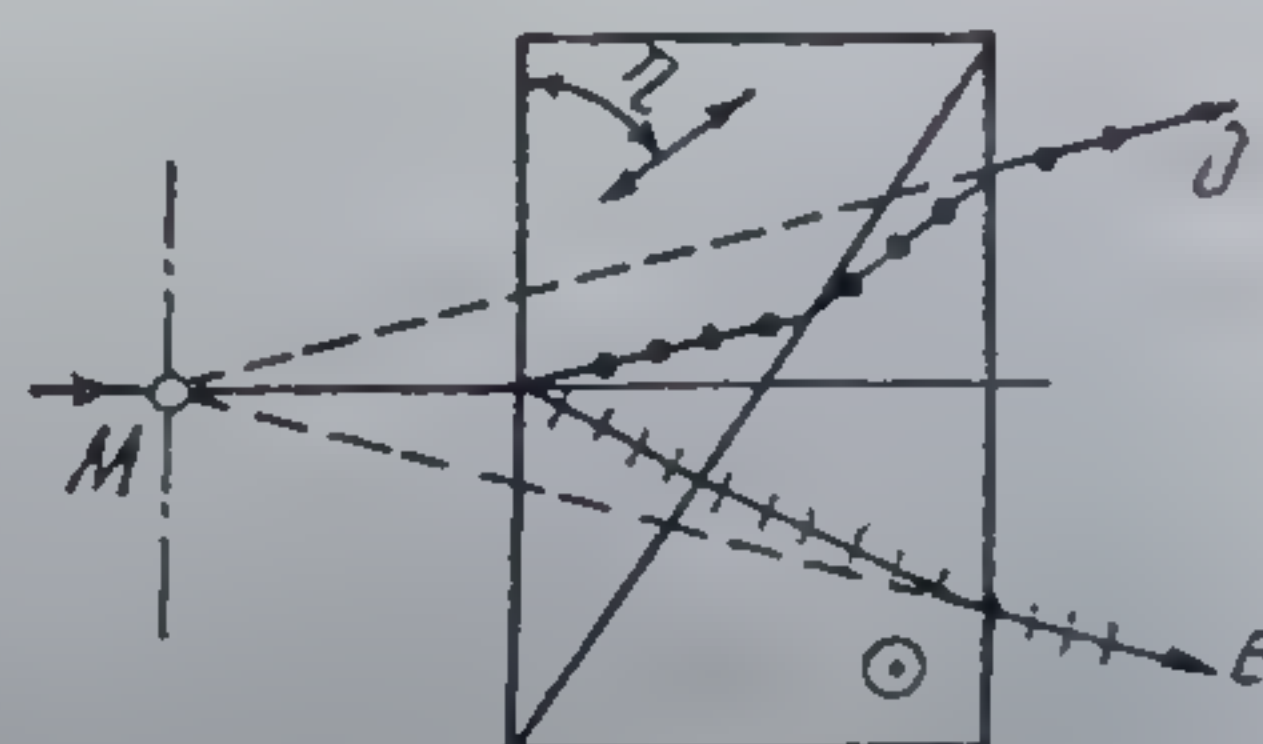
----- perpendicular;

--- paralel.

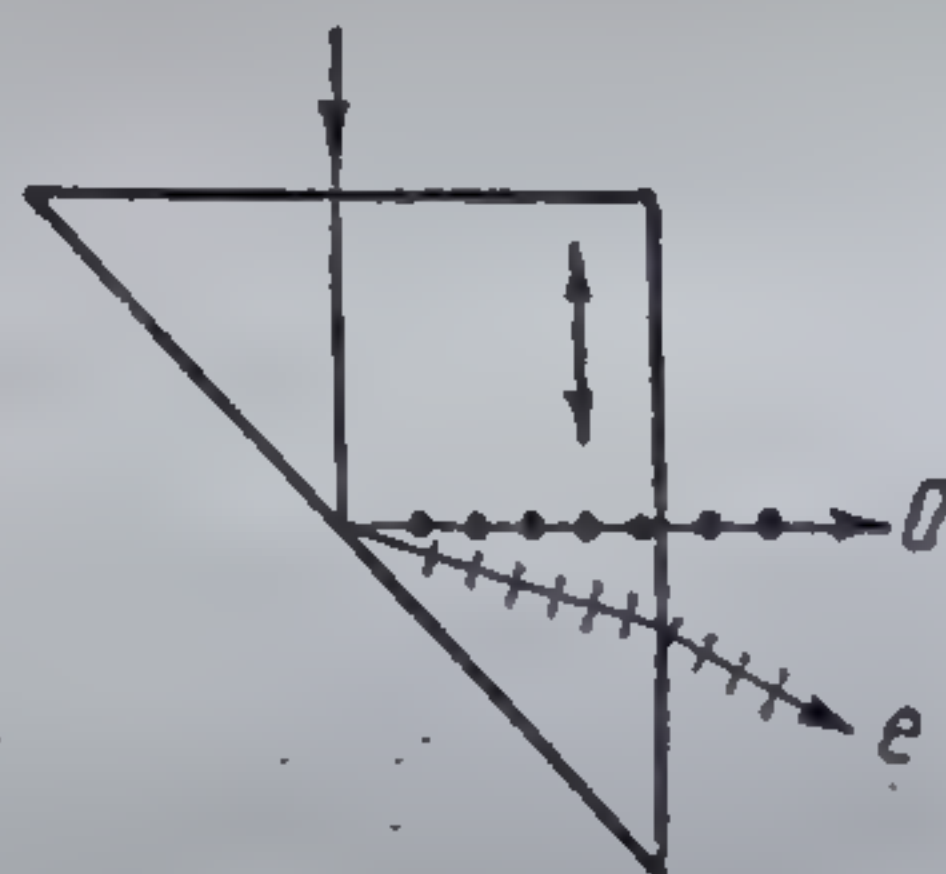
Prisma se folosește la fotometre polarizante, traductoare fotoelectrice și microscopie cu contrast de interferență. În ultimul caz apare neajunsul că punctul M nu poate fi suprapus cu centrul pupilei de ieșire a obiectivului (cu β' mare), deoarece acesta are planul focal imagine în montură.

Din acest motiv se recomandă prisma Wollaston modificată de Nomarski (\downarrow)

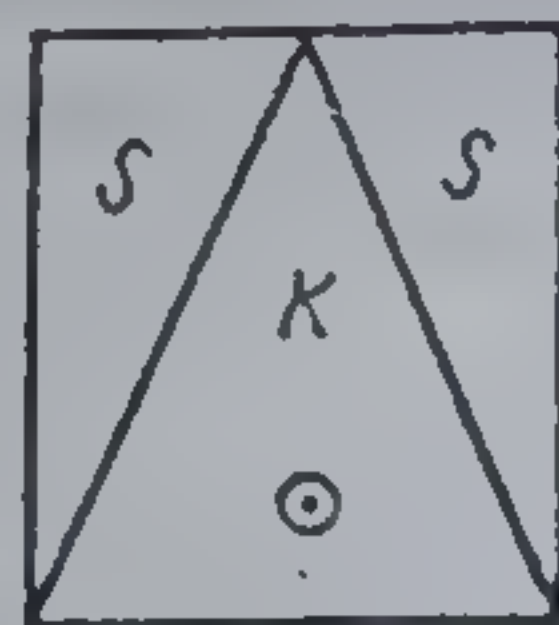
- 3.4. *Nomarski*. Este o prismă Wollaston modificată astfel încât axa optică a unui cristal este înclinată față de bază. Din acest motiv punctul M este deplasat în afara prisme (se află în aer) și poate fi suprapus cu centrul pupilei de ieșire a obiectivului microscopului



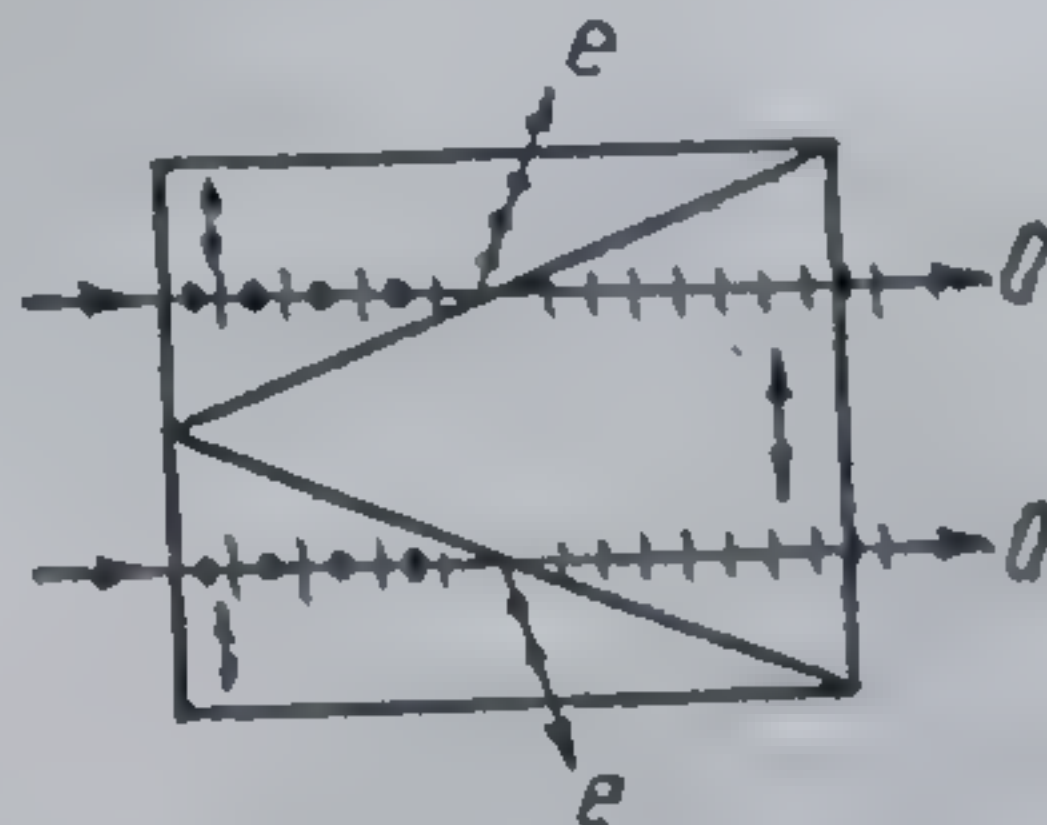
- 3.5. *Dowe*. Are axa cristalografică paralelă cu una dintre catete. Prin reflecția totală pe fața ipotenuză apar două fascicule polarizate liniar, cu planele de vibraire perpendiculare unul pe celălalt. Dacă prisma este folosită ca polarizor se obturează fasciculul e . Fasciculul o este acromatic



- 3.6. *Abbe*. Este alcătuită din trei prisme. Prisma din mijloc este executată din spat de Islandă, cu axa optică paralelă cu muchia refractantă, iar celelalte două din sticlă optică



- 3.7. *Ahrens*. Este un polarizor executat din spat de Islandă folosit la microscopul polarizant. Este alcătuită din trei prisme lipite cu balsam de Canada sau cu ulei de in: $\lambda = (300 \dots 2300) \text{ nm}$, $2\sigma < 38^\circ$



1	2	3
3.8.	<i>Glan-Taylor</i> . Are suprafețele de intrare și de ieșire perpendiculare pe fasciculul incident. Se folosește în domeniul UV cu $\lambda = (400 \dots 220) \text{ nm}$	
3.9.	<i>Glan-Laser</i> . Este constituită din două elemente situate la o distanță mică în aer. Transmisia maximă este pentru $\lambda = 214 \text{ nm} \dots 1,6 \text{ }\mu\text{m}$. Cele două prisme sînt situate între două plăci din sticlă. Suprafețele sînt tratate antireflex.	

menționată. Pentru dimensionarea prisme (fig. 4.75), trebuie să se calculeze drumul geometric d al unui fascicul de-a lungul axei optice, diametrul D_1 al fasciculului pe suprafața de incidență AC , deplasarea imaginii de-a lungul axei optice $l_0 = \overrightarrow{F'F''} = (n-1)d/n$, abscisa imaginii deplasate s'_2 , unghiul limită i_{lim} pentru reflexia totală etc.

Drumul geometric d și condiția de perpendicularitate se stabilesc construind succesiv (desfășurînd) prisma simetric față de suprafața reflectantă (v. fig. 4.75). Diametrul D_1 se calculează ușor dacă se cunosc diametrele și pozițiile diafragmelor de deschidere D_a și de câmp D_c și dacă se înlocuiește lama plan paralelă echivalentă de grosime d cu o lamă de aer cu grosimea redusă $d_r = d/n$. Din fig. 4.75 se observă că lama redusă nu produce refracția razelor; grosimea lamei se obține grafic în două moduri: 1) din punctul de emergență I'_2 se duce dreapta $\overrightarrow{I'_2Q}$ paralelă cu axa optică. Distanța $\overline{Q_1A} =$

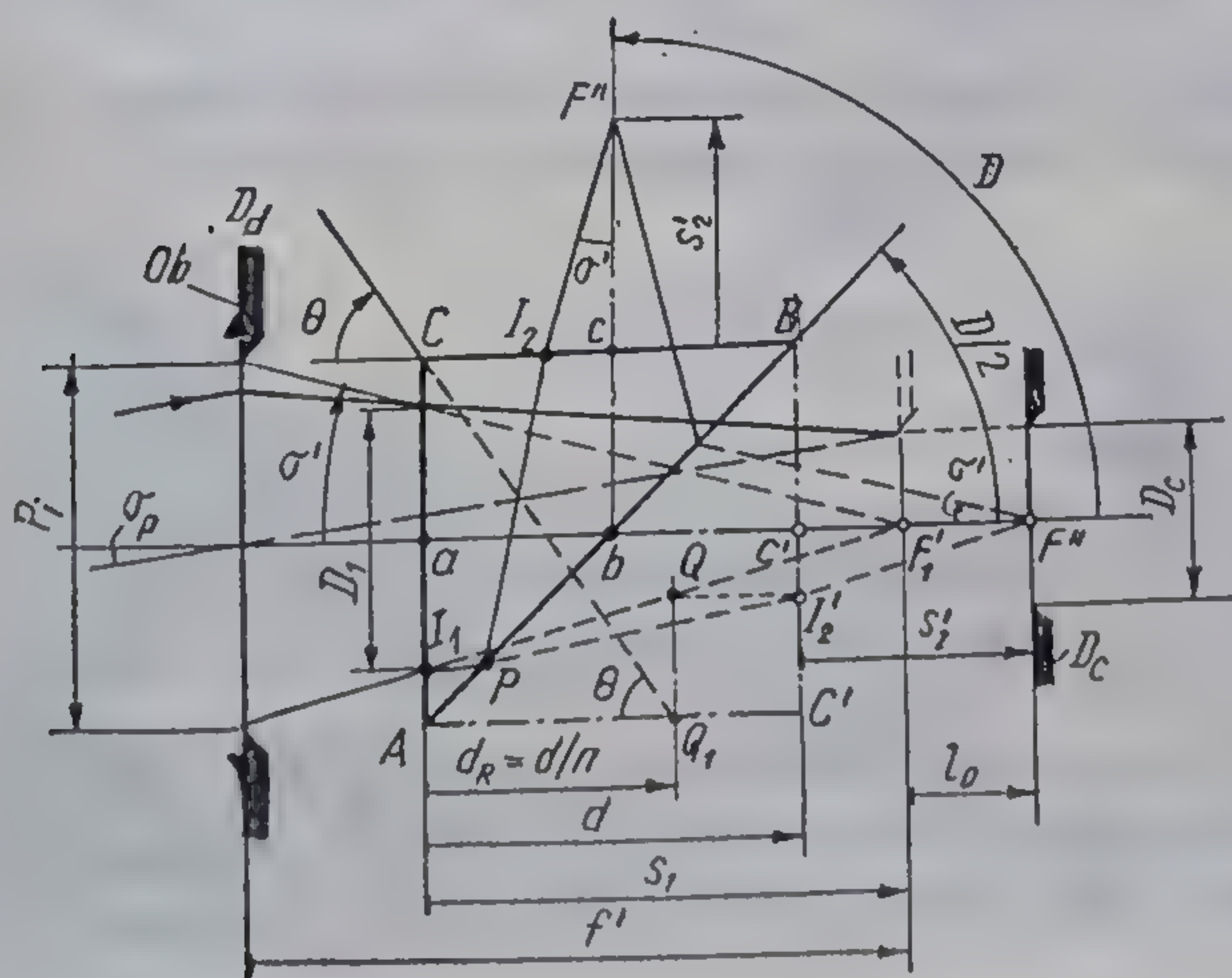


Fig. 4.75. Acțiunea prisme isoscel drepte.

$= d_R$; 2) prin punctul C care se confundă cu I_1 se duce o dreaptă prin prismă care face cu axa optică unghiul θ , astfel încît $\operatorname{tg} \theta = n$. Această dreaptă intersectează baza $\overline{AC'}$ în punctul Q_1 și limitează grosimea lamei reduse $d_R = AQ_1 = d/n$.

Distanța de la ultimul dioptru pînă la noua poziție F'' , a imaginii este $s'_2 = s_1 + l_0 - d = s_1 + (n - 1)d/n - d = s_1 - d/n$.

Se observă că diametrul $D_1 = 2 s_1 \operatorname{tg} \sigma'$. Este avantajos să se calculeze toate dimensiunile prisme în dependență de diametrul D_1 . Se poate deci scrie:

$$d = kD_1; D_1 = 2ns_1 \operatorname{tg} \sigma' / (n - 2k \operatorname{tg} \sigma'); \operatorname{tg} \theta = \frac{D_1}{d} \cdot n = \frac{nD_1}{kD_1} = \frac{n}{k}. \quad \text{Pentru}$$

$k = 1$ rezultă $\operatorname{tg} \theta = n$ și $d = D_1$. Se înțelege că punctul imagine F'' reprezintă punct obiect pentru sistemul optic următor, spre exemplu pentru ocular.

Cu formulele din § 4.2 se calculează aberațiile introduse de lamă. Pentru determinarea aberațiilor cromatice se vor impune abaterile unghiurilor prisme astfel că lama devine o pană cu unghiul A mic. După aceea, se calculează deviațiile provocate de pană pentru fiecare radiație și deplasările transversale și axiale în planul imagine.

În cazul în care unghiul $\sigma' > i_{lim} = \operatorname{arc} \sin \frac{1}{n}$, suprafața reflectantă a unei prisme trebuie metalizată.

Formele și caracteristicile constructive ale principalelor prisme reflectoare sînt redată în tabelul 4.3, funcție de diametrul util D_1 al fasciculului pe suprafața de intrare.

În tabelul 4.4 sînt redată prismele de tip Porro, folosite la redresarea imaginilor și variația ercartului pupilar. Șarnierele optice sînt descrise în tabelul 4.5 și punțile telemetrice în tabelul 4.6.

Prismele și sistemele prismatice folosite la divizarea și reunirea geometrică și fizică a fasciculelor sînt redată în tabelele 4.7 și respectiv 4.8.

Sistemele prismatice care produc dedublări axial-și central-simetrice sînt redată în tabelul 4.9.

Tabelul 4.10 conține sisteme prismatice „în cruce”, folosite ca vizoare la aparatele geodezice.

Abaterile de poziție ale unor prisme și influența lor asupra imaginii se găsesc în tabelul 4.11, iar abaterile unghiulare sînt redată în tabelul 4.12.

4.15.13. Monturi pentru prisme

Monturile pentru prisme trebuie să asigure: fixarea sigură și precisă, ajustarea poziției, preluarea deformațiilor cauzate de temperatură, rezistența la solicitări mecanice și la agenții atmosferici, montarea și demontarea comodă.

Primele se fixează cu: arcuri lamă, eclise, plăcuțe și șuruburi, colțari, suporturi speciale, elemente elastice, șuruburi.

Monturile trebuie să fie rezistente la solicitări mecanice, șocuri, vibrații și la agenții atmosferici și să fie prevăzute elemente de ajustare a poziției.

În fig. 4.75, a sînt reprezentate cele mai eficiente soluții constructive de fixare a prismelor.

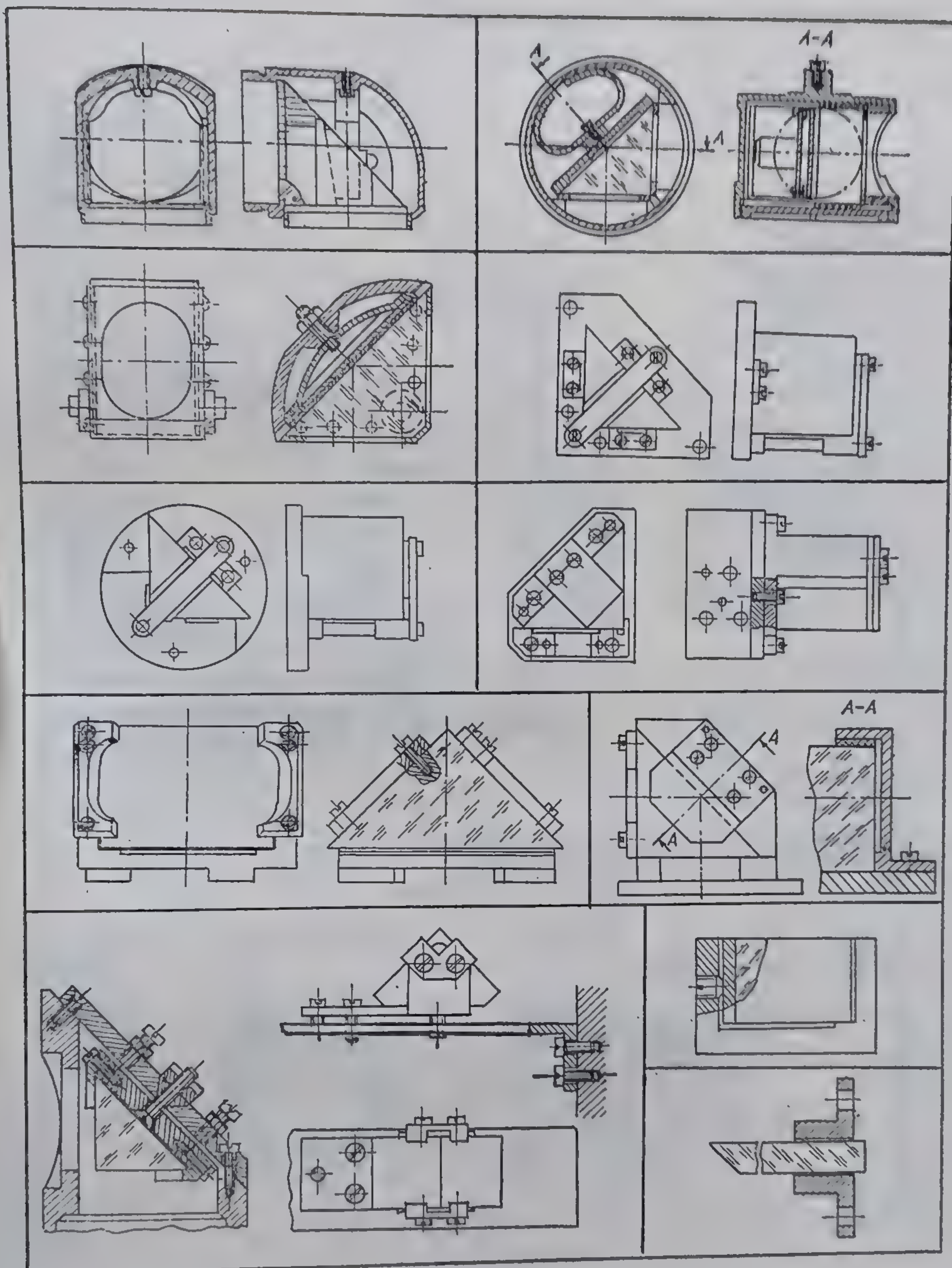


Fig. 4.75. Monturi pentru prisme.

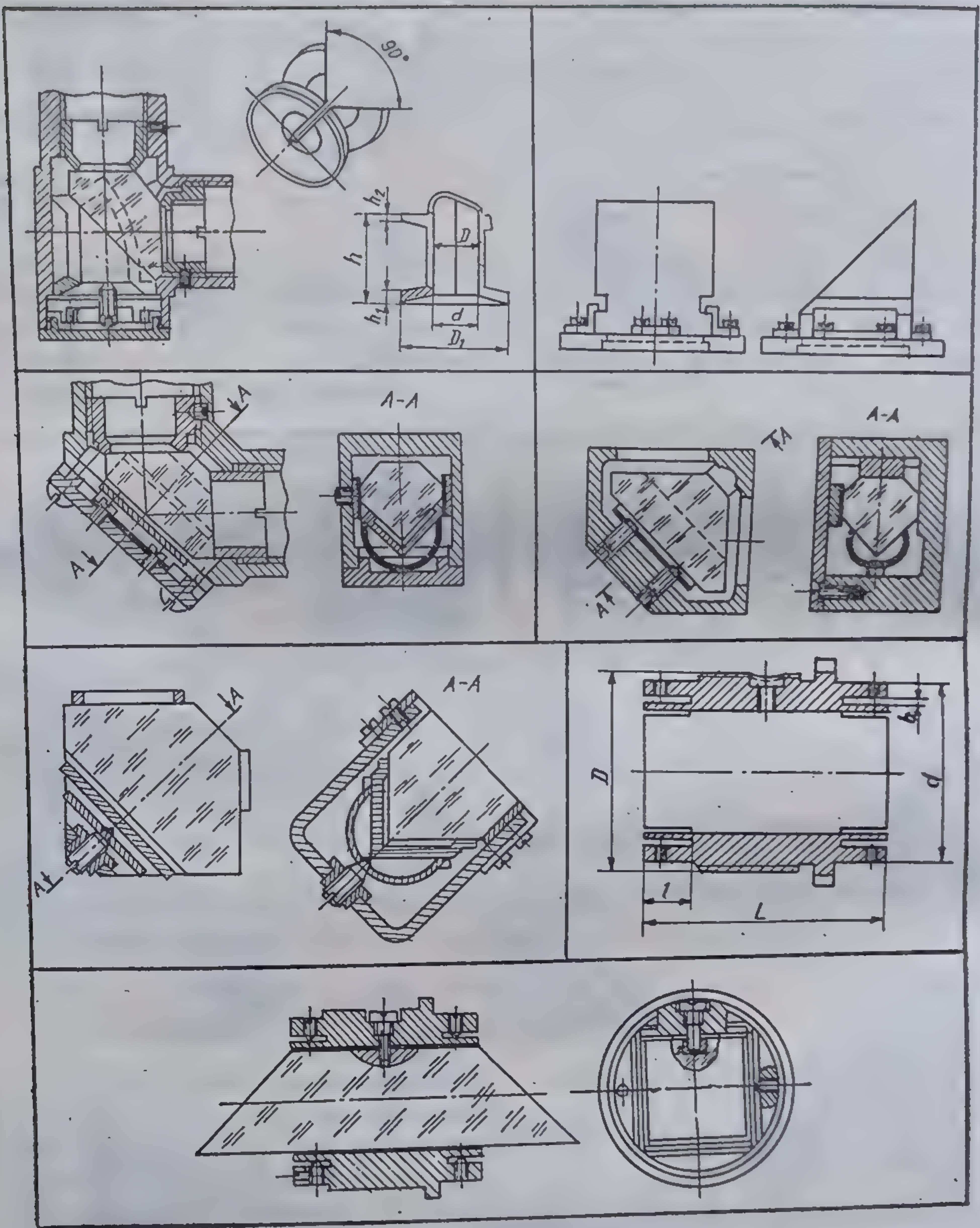


Fig. 4.75. 2

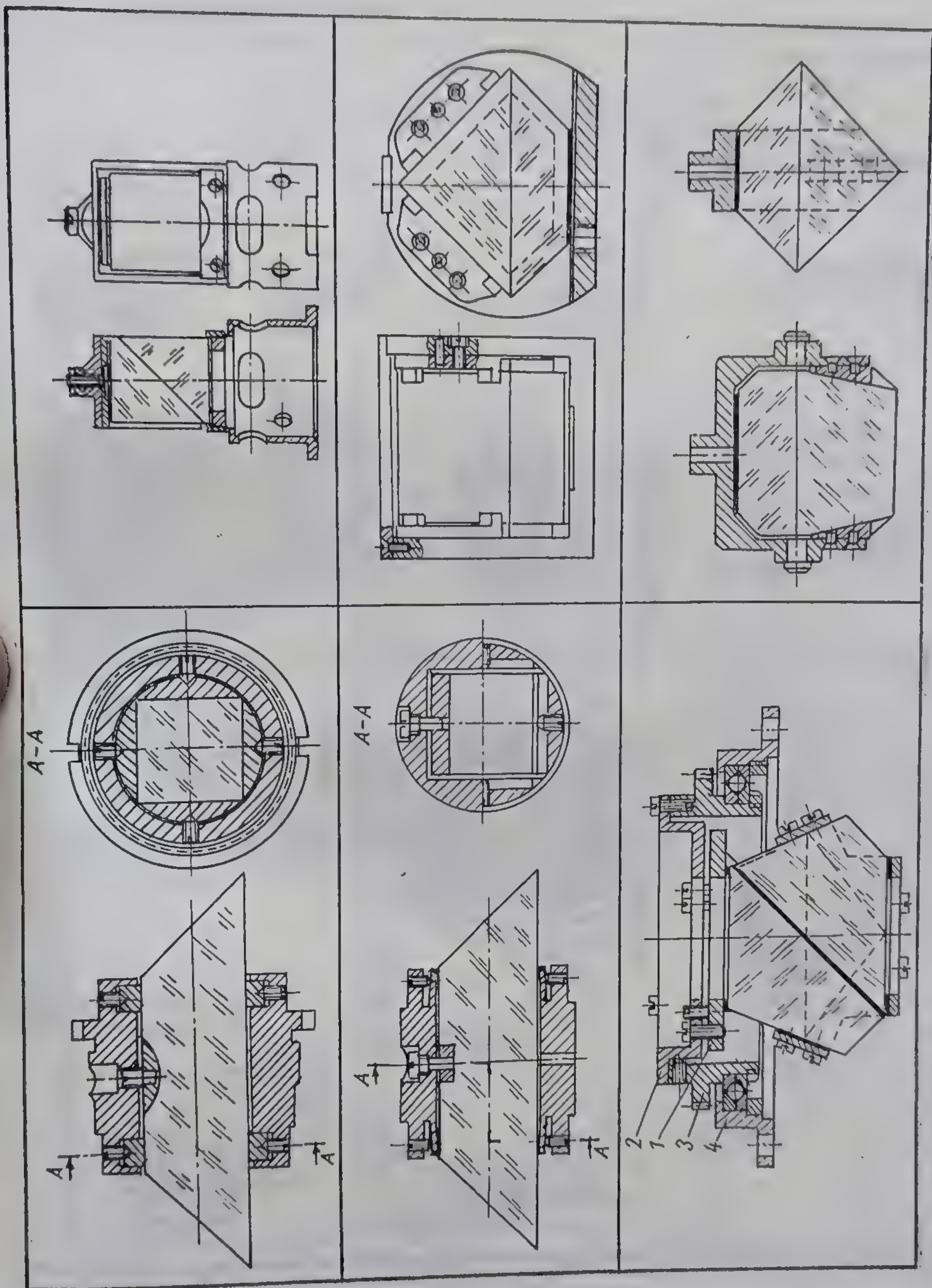


Fig. 4.75. 3

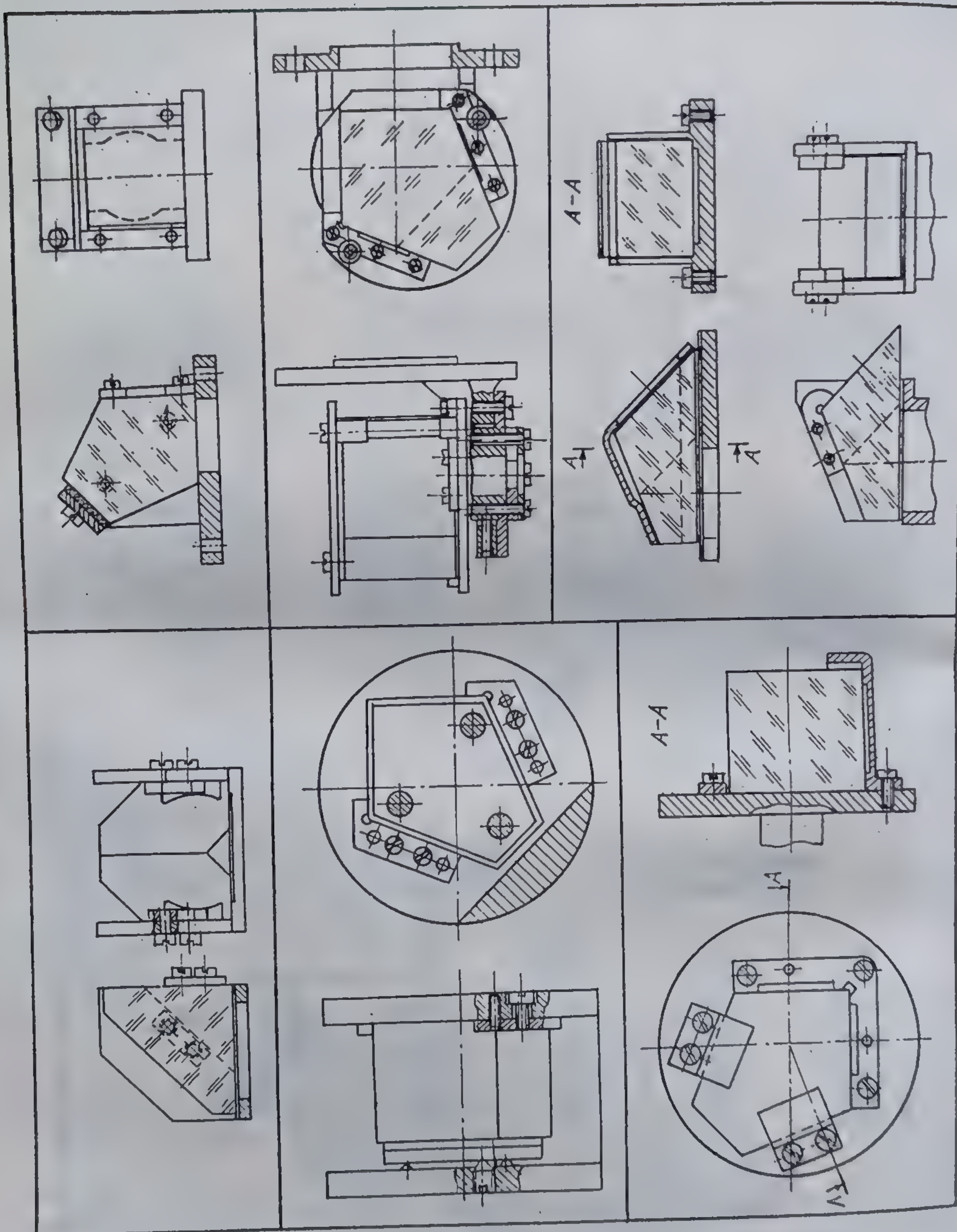
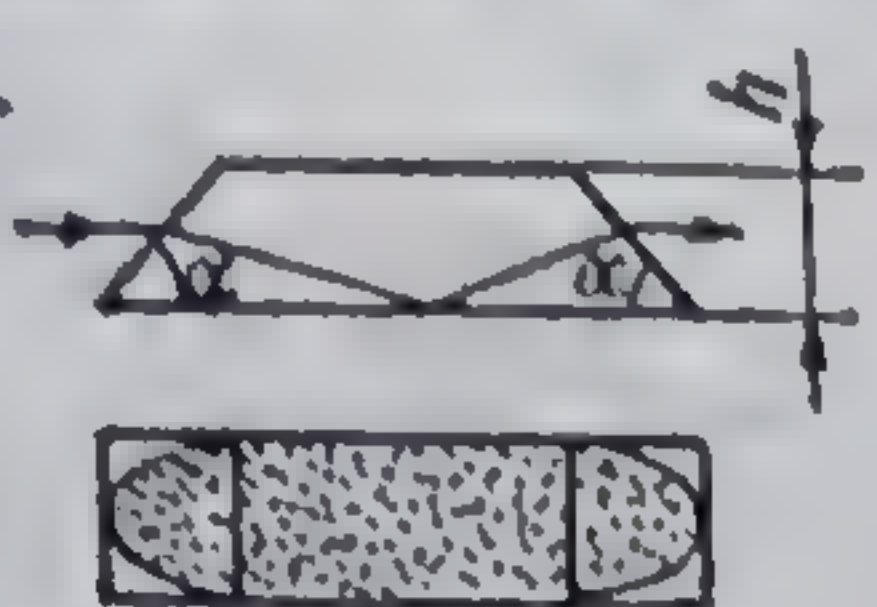
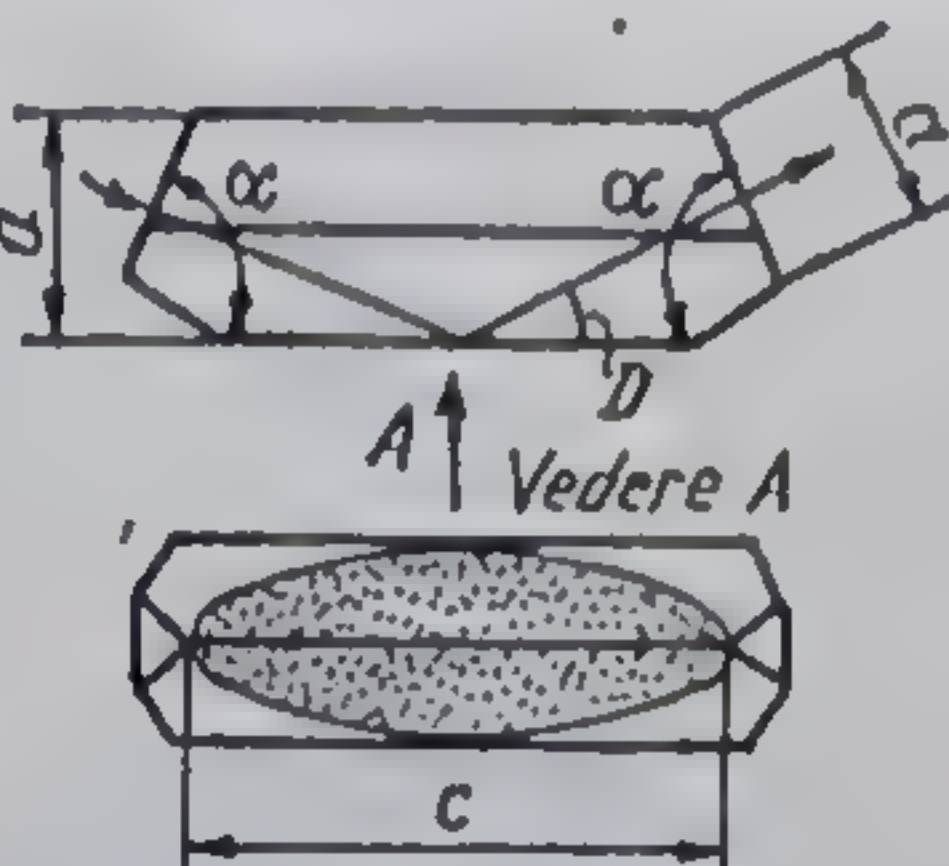
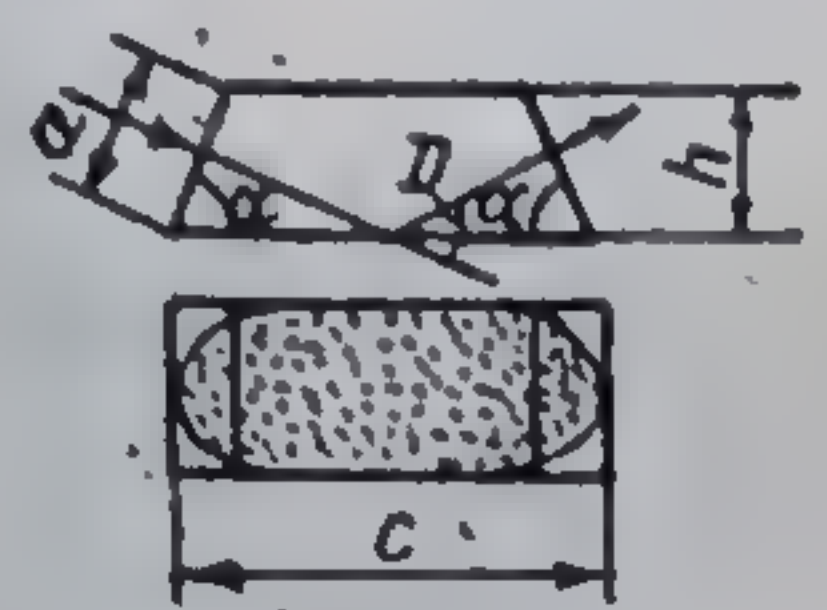
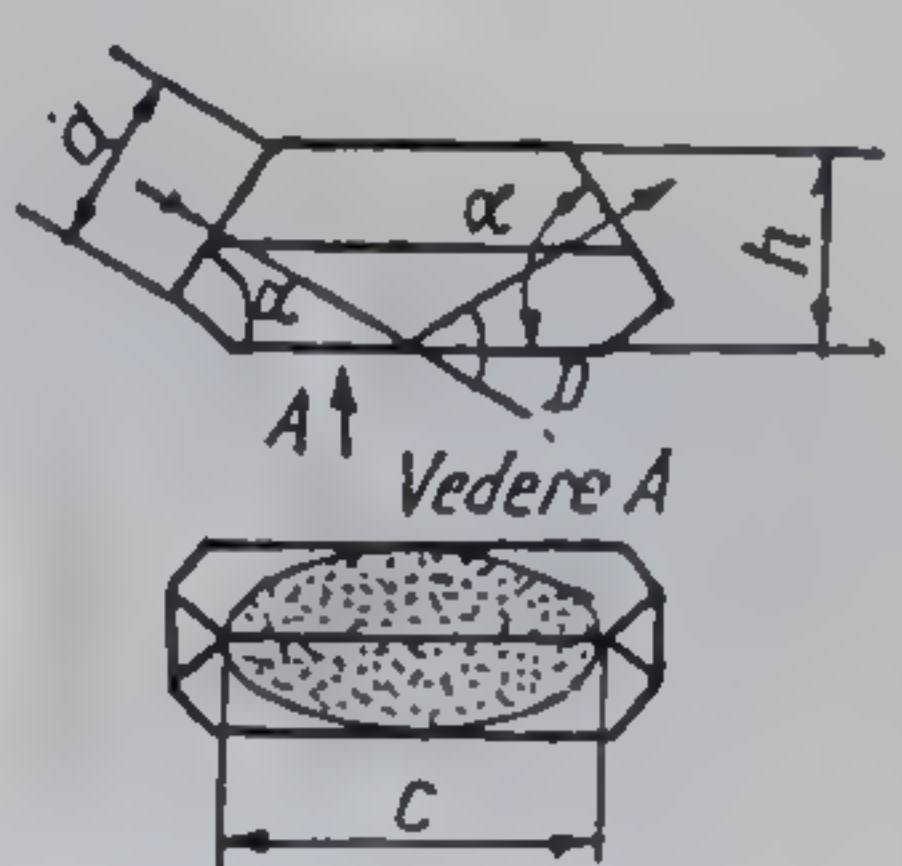
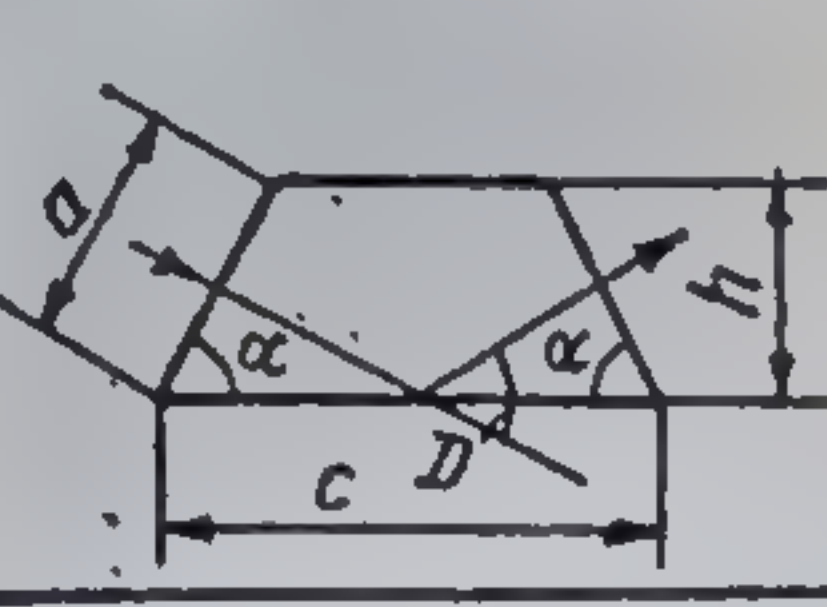
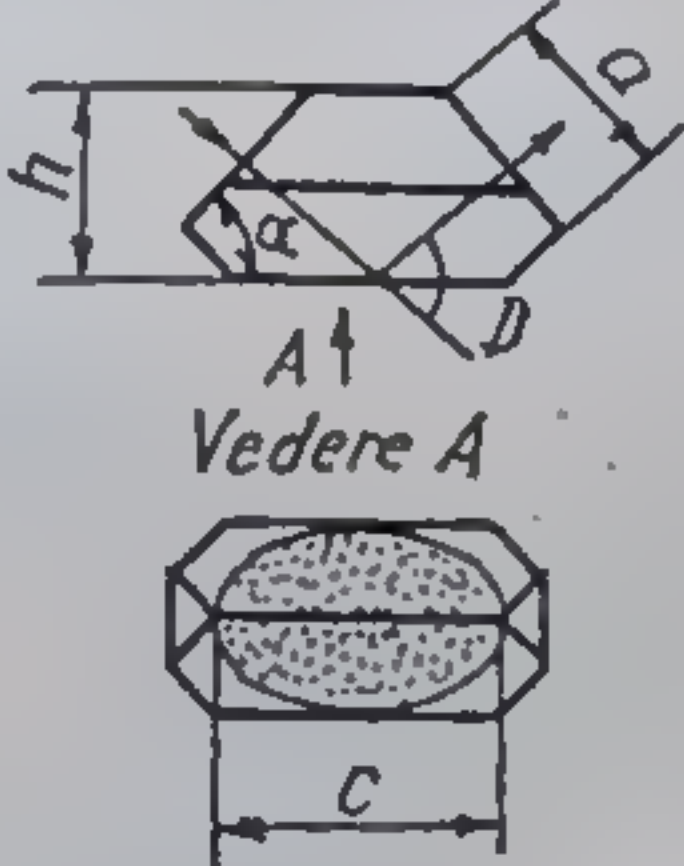
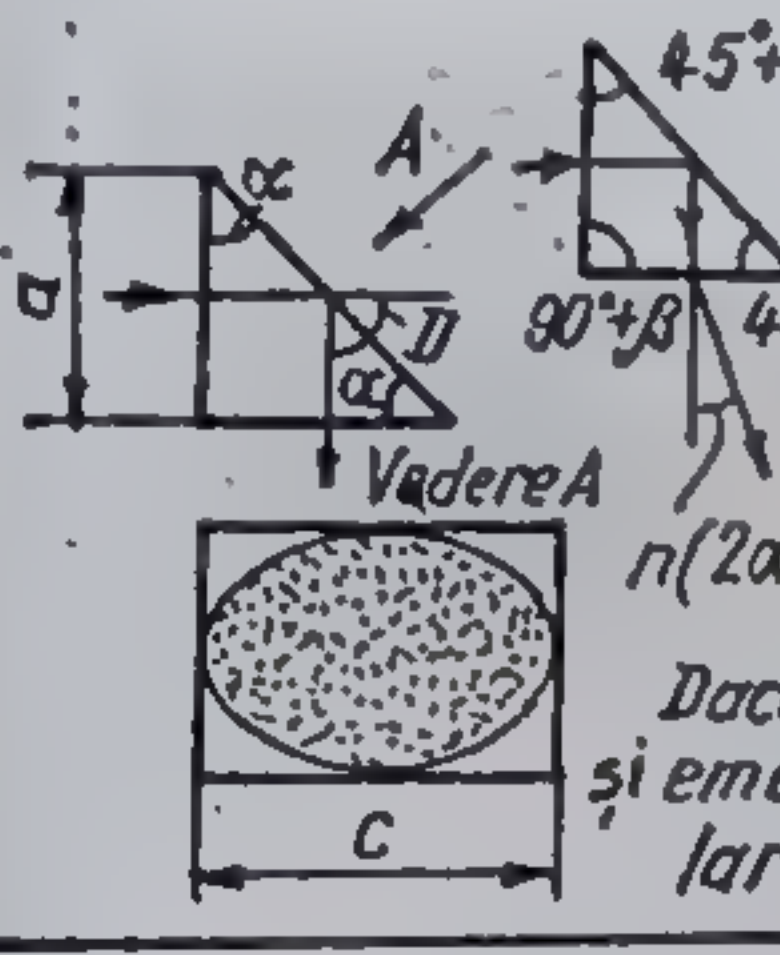
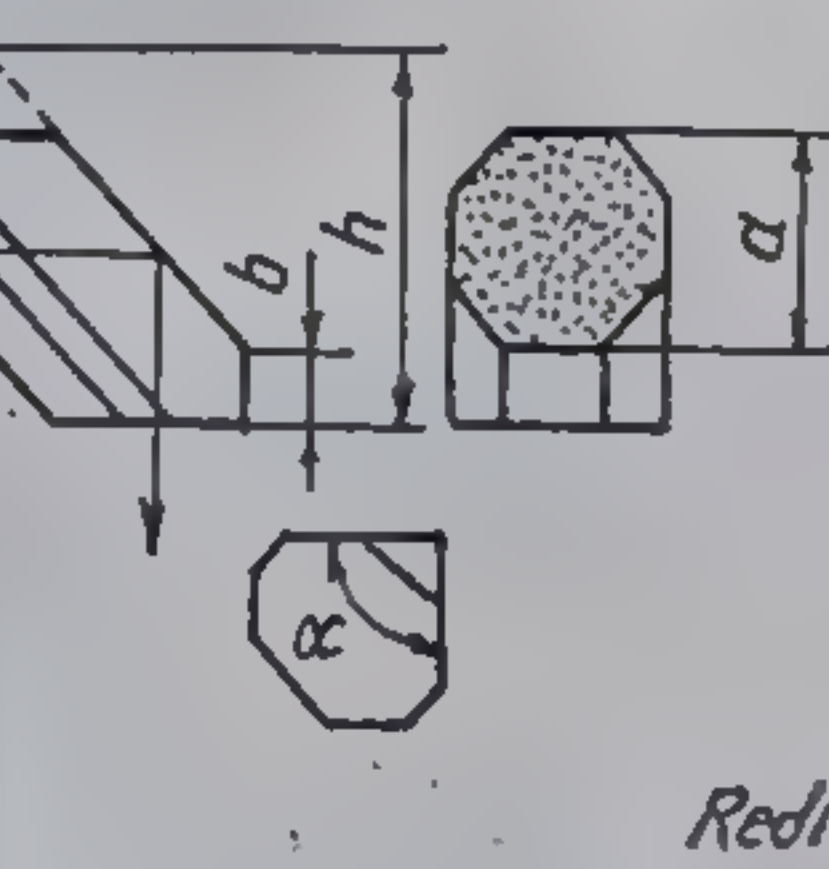
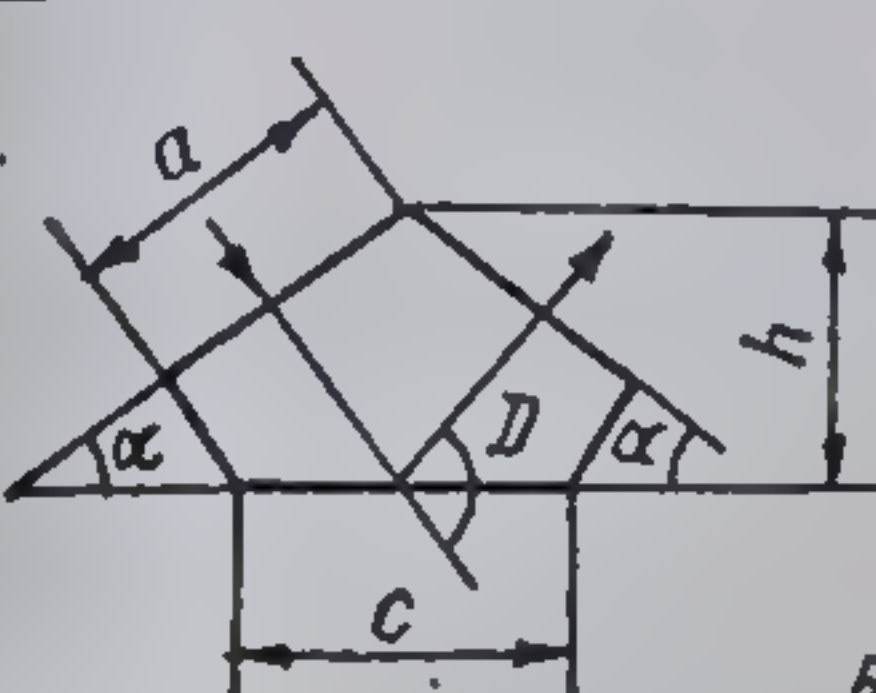
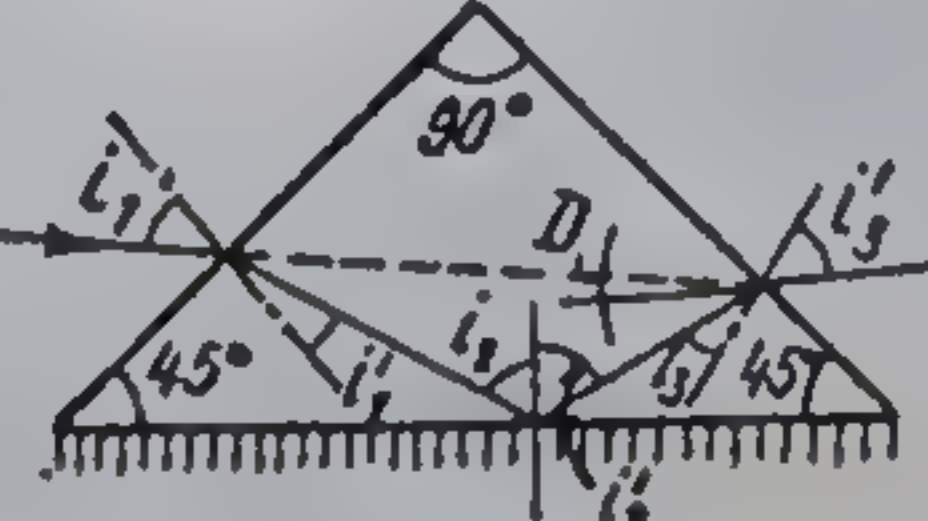


Fig. 4.75. 4

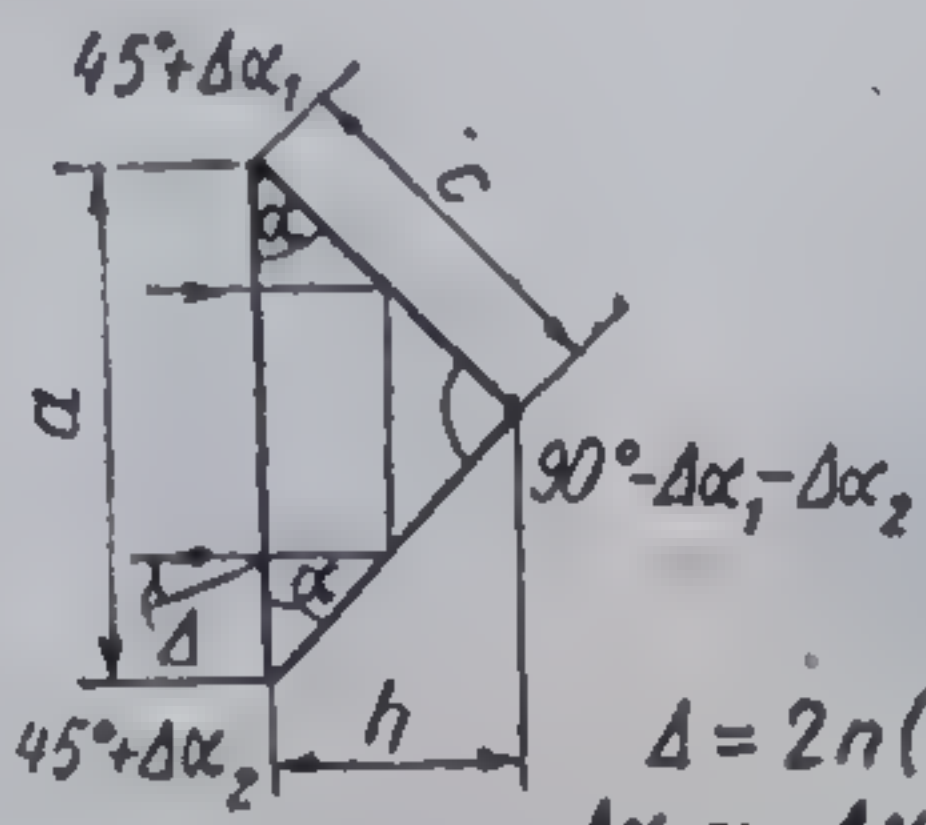
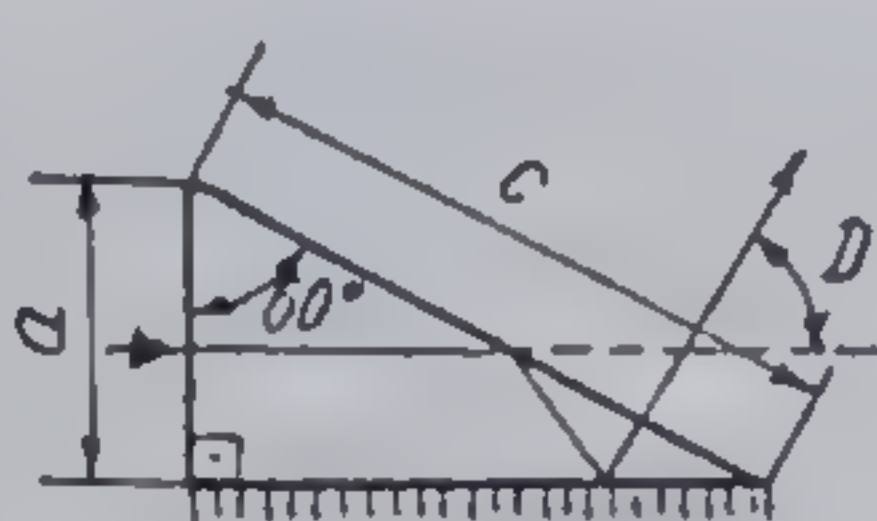
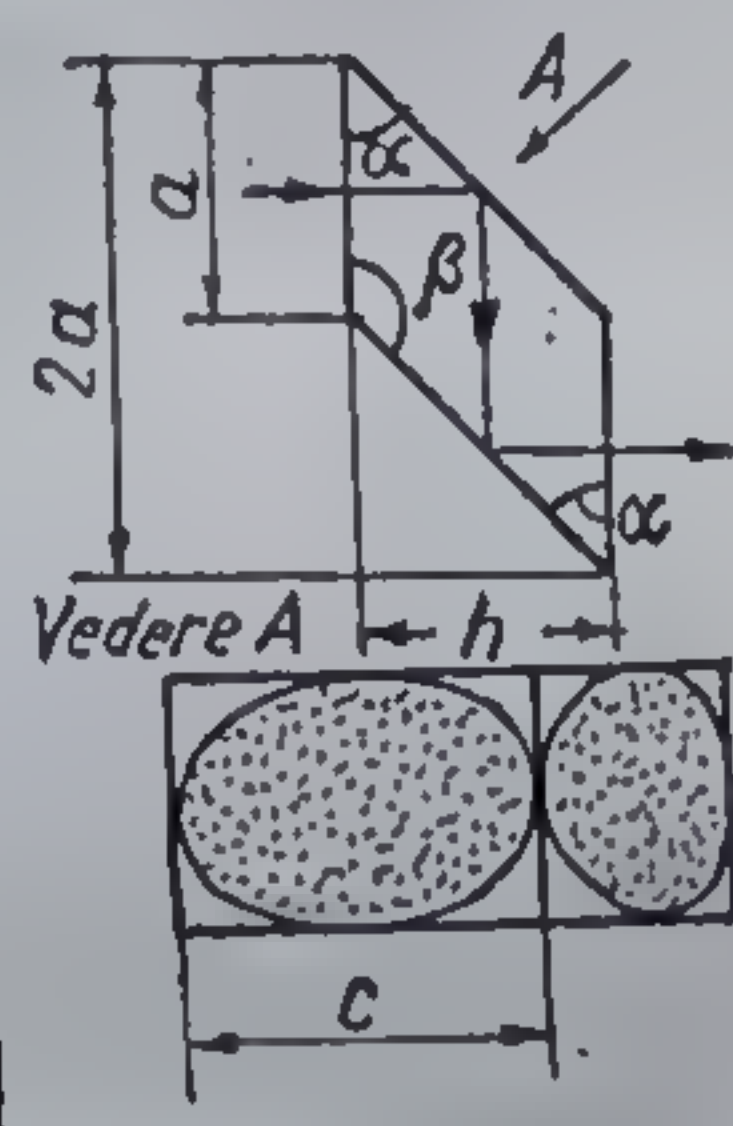
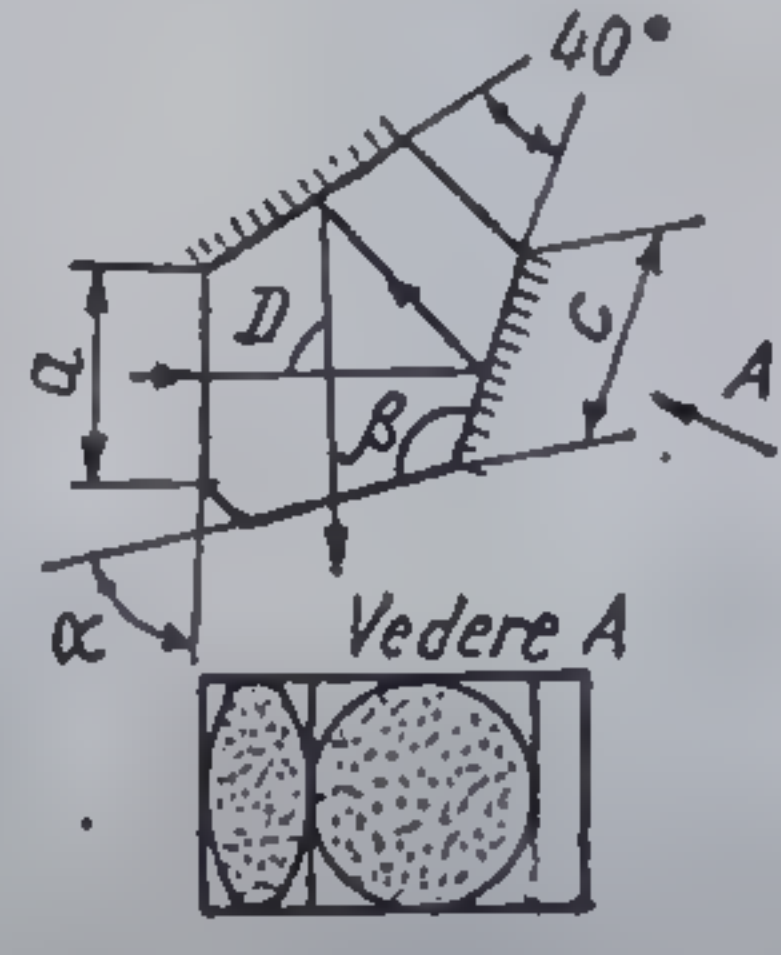
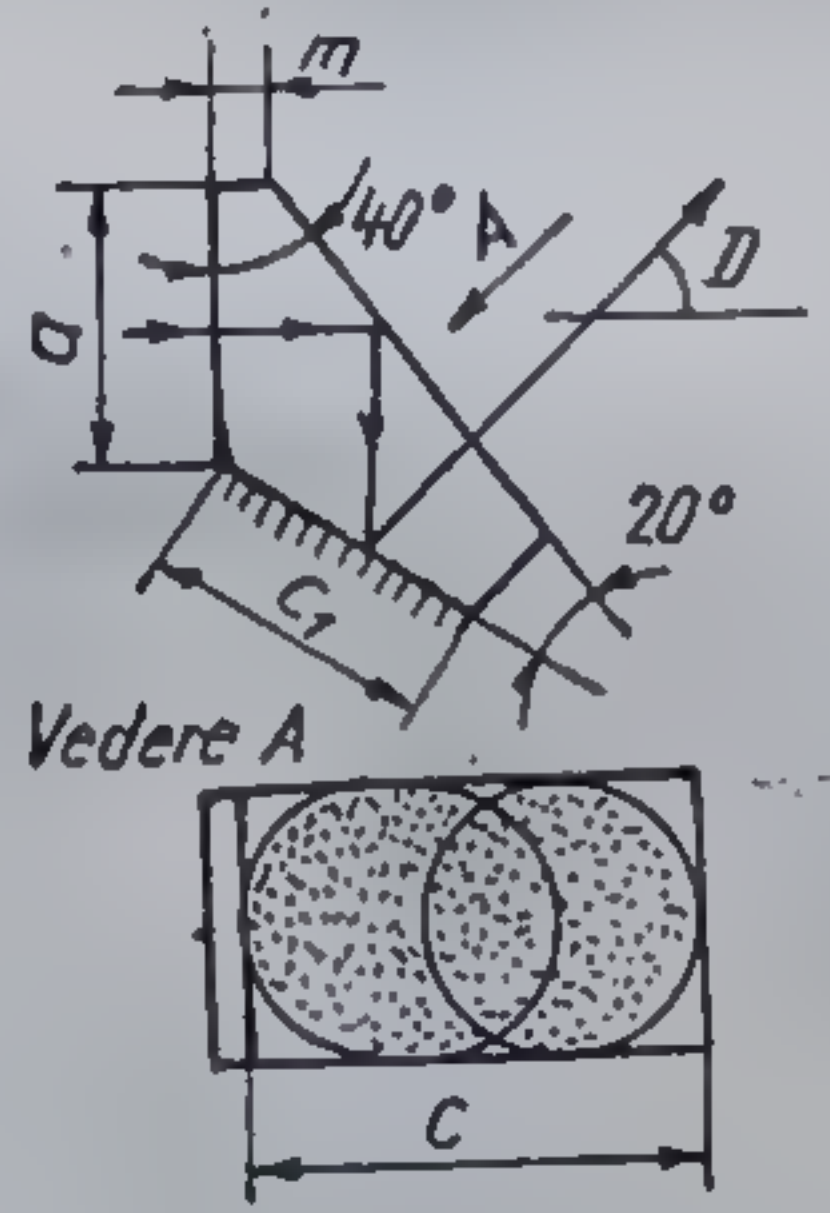
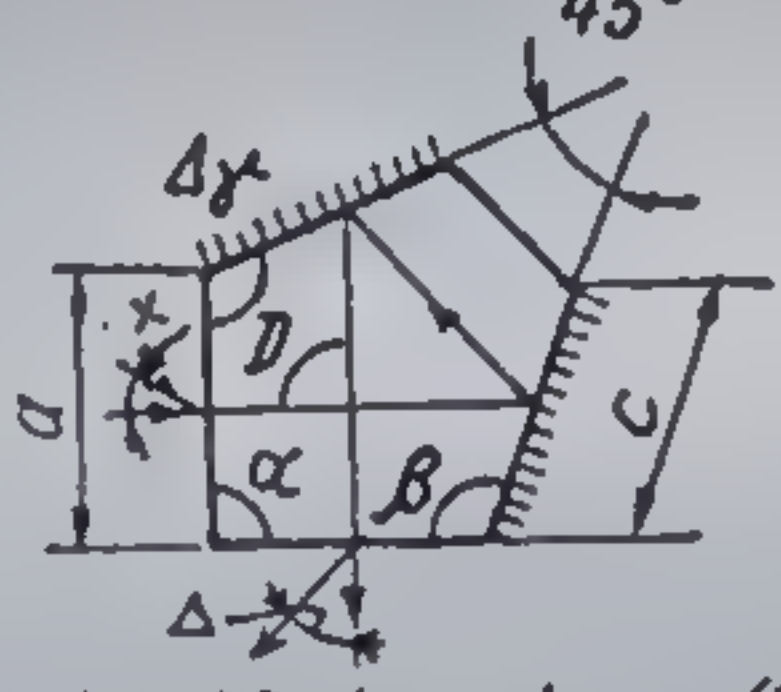
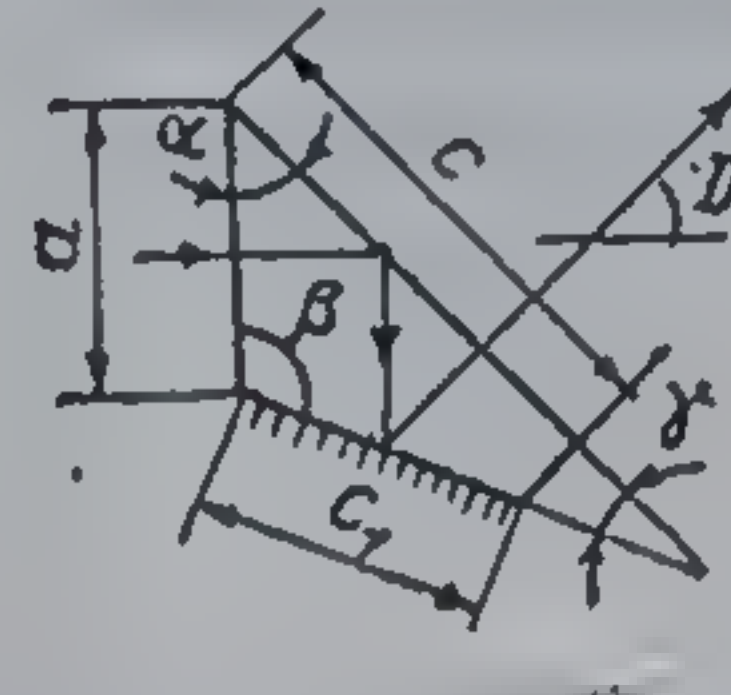
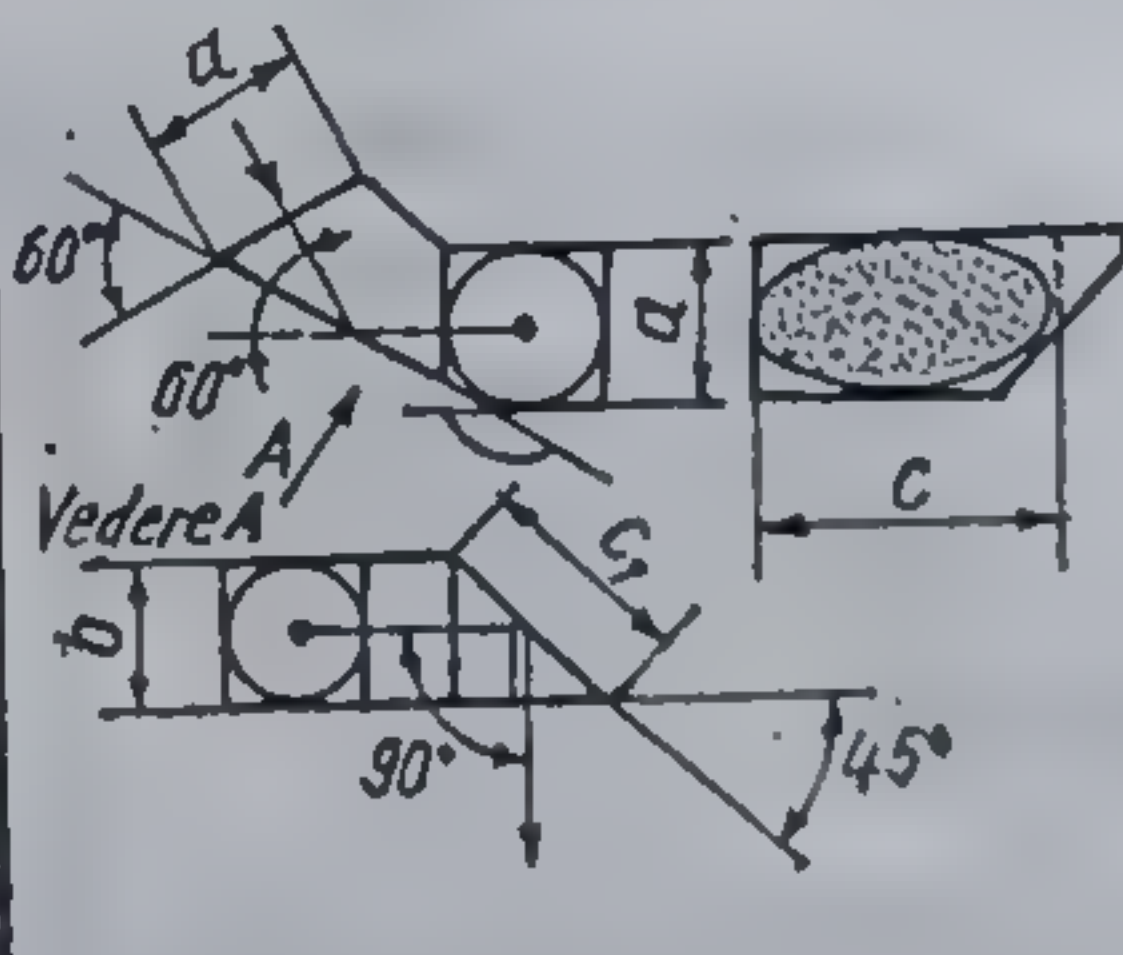
Prisme și sisteme prismatice reflectoare

Tabelul 4.3

Prisme cu o suprafață reflectantă	Prisme cu acoperiș
 $D = 0^\circ$ $c = D_1 \frac{2\sqrt{2n^2-1}}{\sqrt{2n^2-1}-1}$ $h = D_1$ $l = D_1 \frac{2n}{\sqrt{2n^2-1}-1}$ $\alpha = 45^\circ$	 $D = 45^\circ$ $\alpha = 67^\circ 30'$ $a = D_1$ $h = 1,143 D_1$ $c = 2,613 D_1$ $l = 3,558 D_1$
 $D = 45^\circ$ $\alpha = 67^\circ 30'$ $a = D_1$ $c = 2,613 D_1$ $h = 0,924 D_1$ $l = 2,414 D_1$	 $D = 60^\circ$ $\alpha = 60^\circ$ $a = D_1$ $h = 1,094 D_1$ $c = 2 D_1$ $l = 2,546 D_1$
 $D = 60^\circ$ $\alpha = 60^\circ$ $a = D_1$ $c = 2 D_1$ $h = 0,866 D_1$ $l = 1,732 D_1$	 $D = 80^\circ$ $\alpha = 50^\circ$ $a = D_1$ $h = 1,013 D_1$ $c = 1,556 D_1$ $l = 1,96 D_1$
 $D = 90^\circ$ $\alpha = 45^\circ$ $a = D_1$ $c = 1,414 D_1$ $l = D_1$ <p>Dacă $\alpha = \beta/2$, razele incidentă și emergentă sînt perpendiculare pe catete</p>	 $D = 90^\circ$ $\alpha = 90^\circ$ $a = D_1$ $b = 0,366 D_1$ $l = 1,732 D_1$ $h = 1,732 D_1$
 $D = 105^\circ$ $\alpha = 37^\circ 30'$ $a = D_1$ $c = 1,260 D_1$ $h = 0,821 D_1$ $l = 1,303 D_1$ <p>Redresare parțială</p>	<p>Redresare completă</p>
 $D = 90^\circ - (i_1 - i_3')$ $i_1' = i_3; i_1 = i_3'$ $D = 90^\circ - 2i_1$ <p>La rotirea prisme în jurul unei axe perpendiculare pe planul figurii, se rotește imaginea</p>	

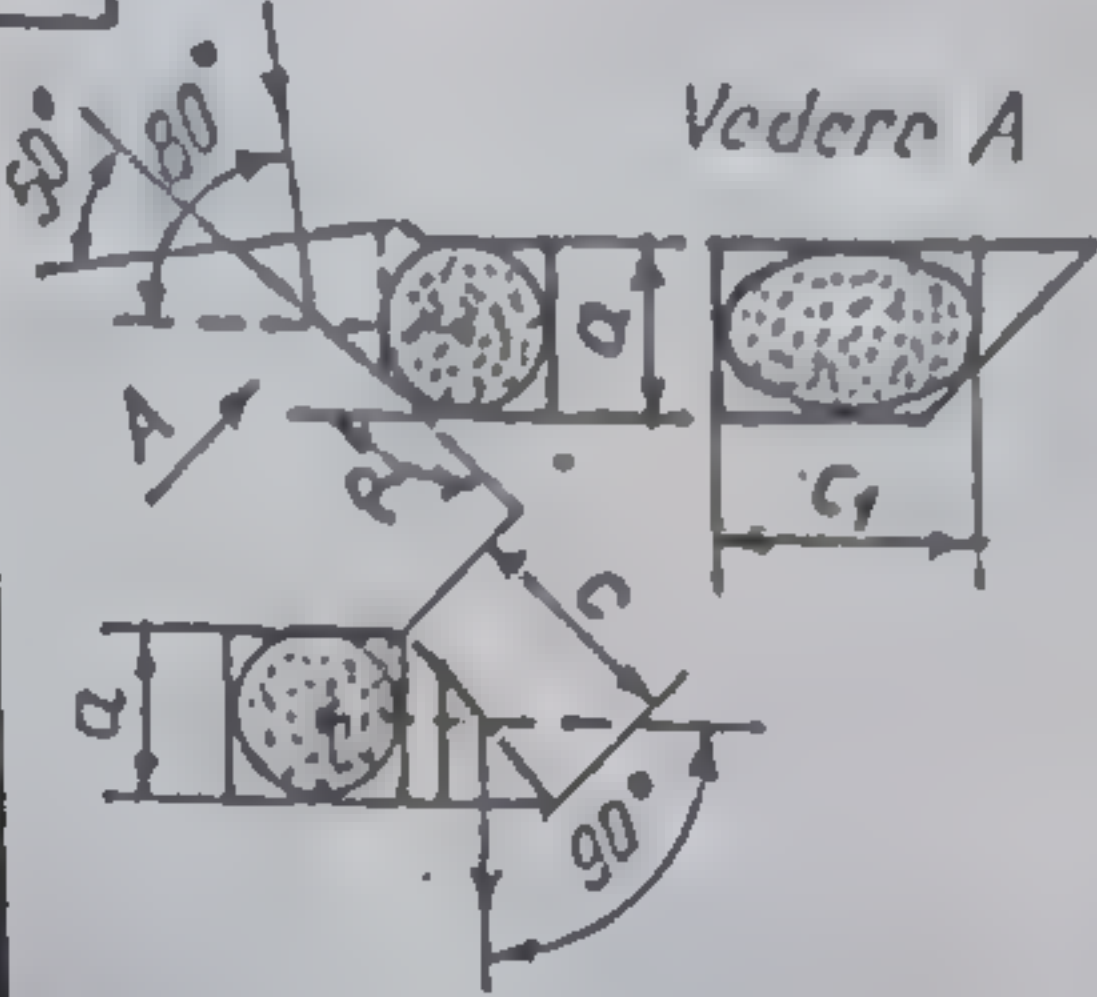
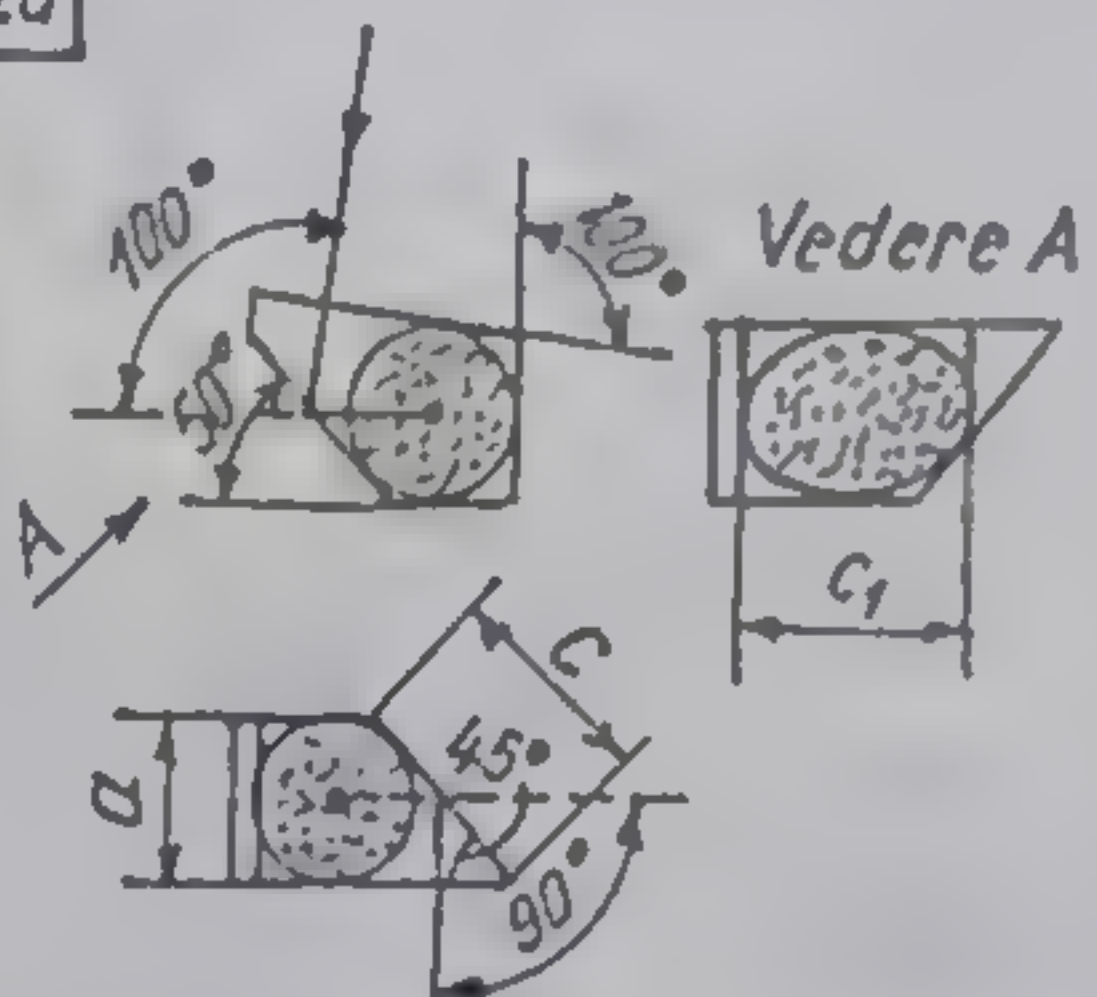
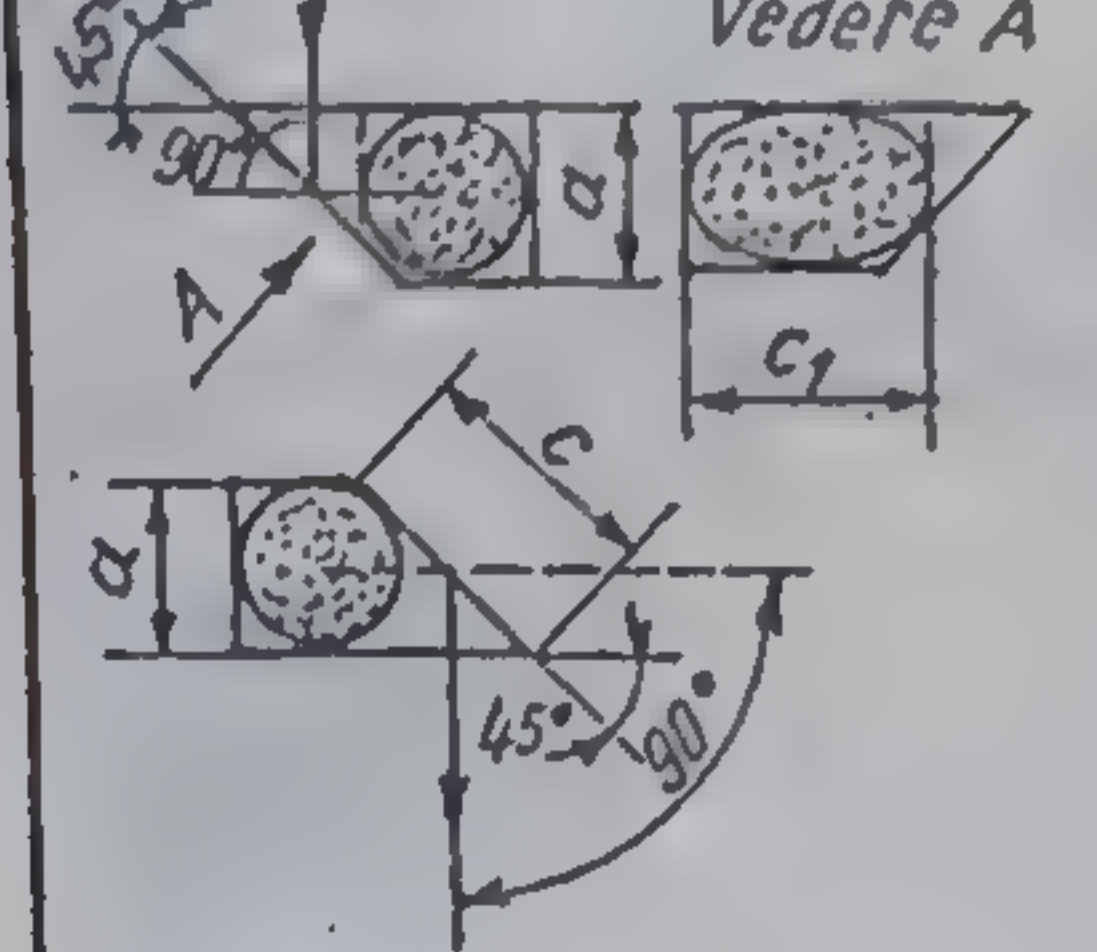
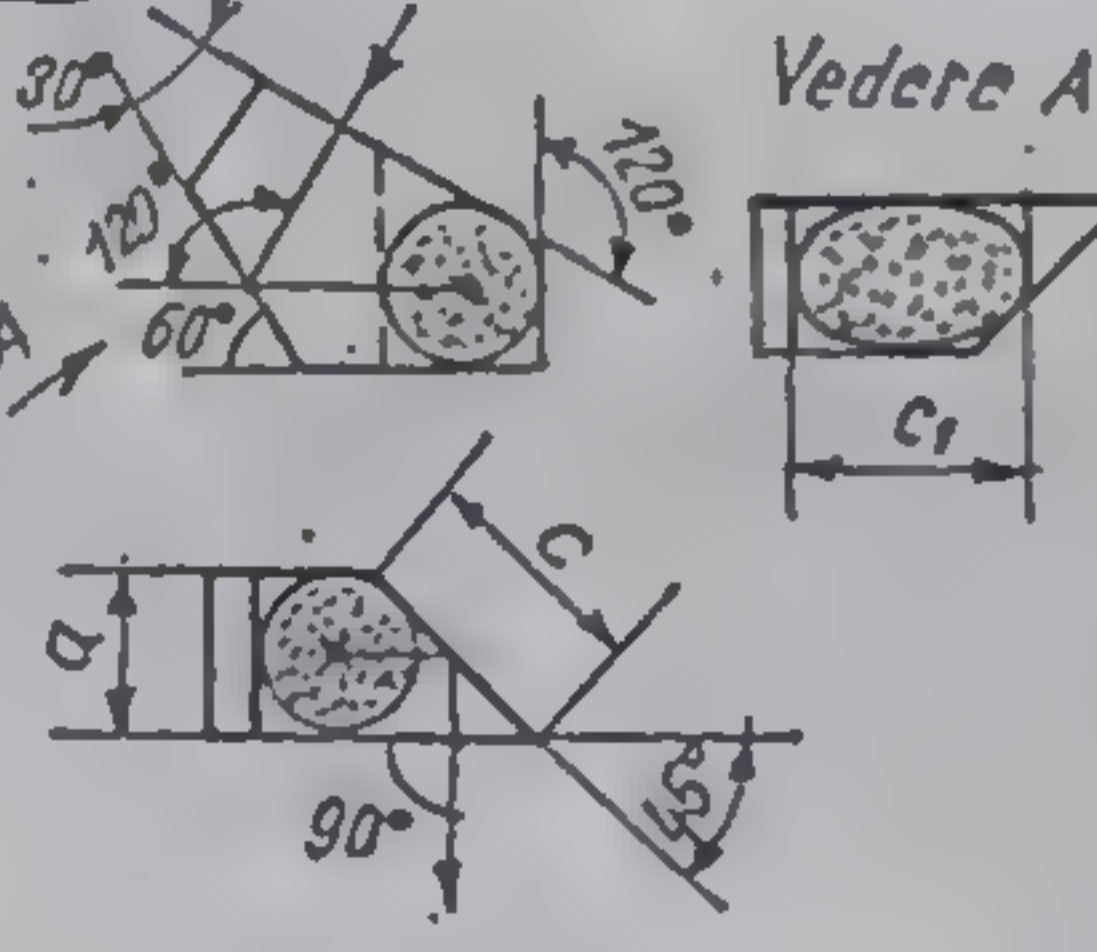
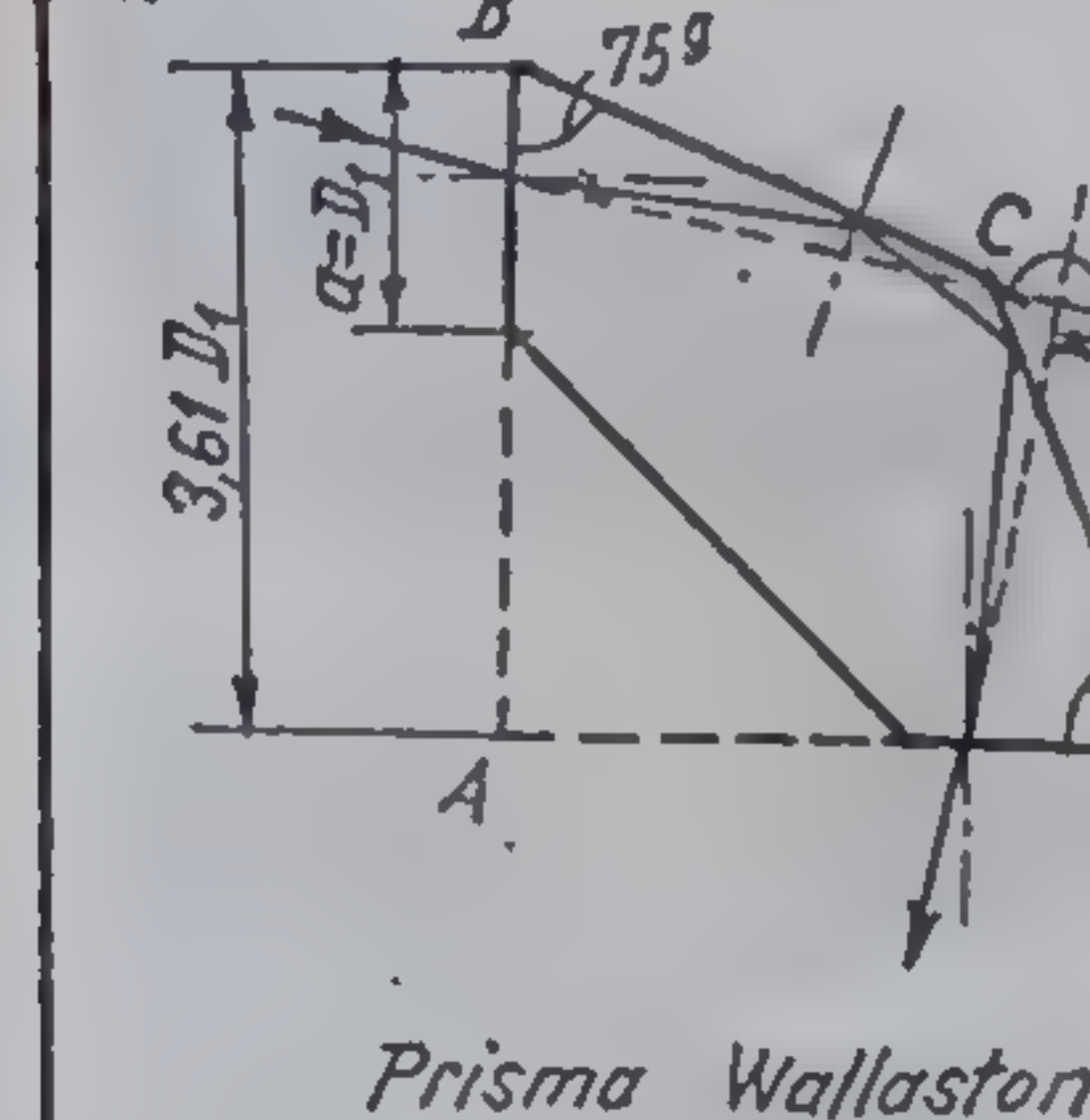
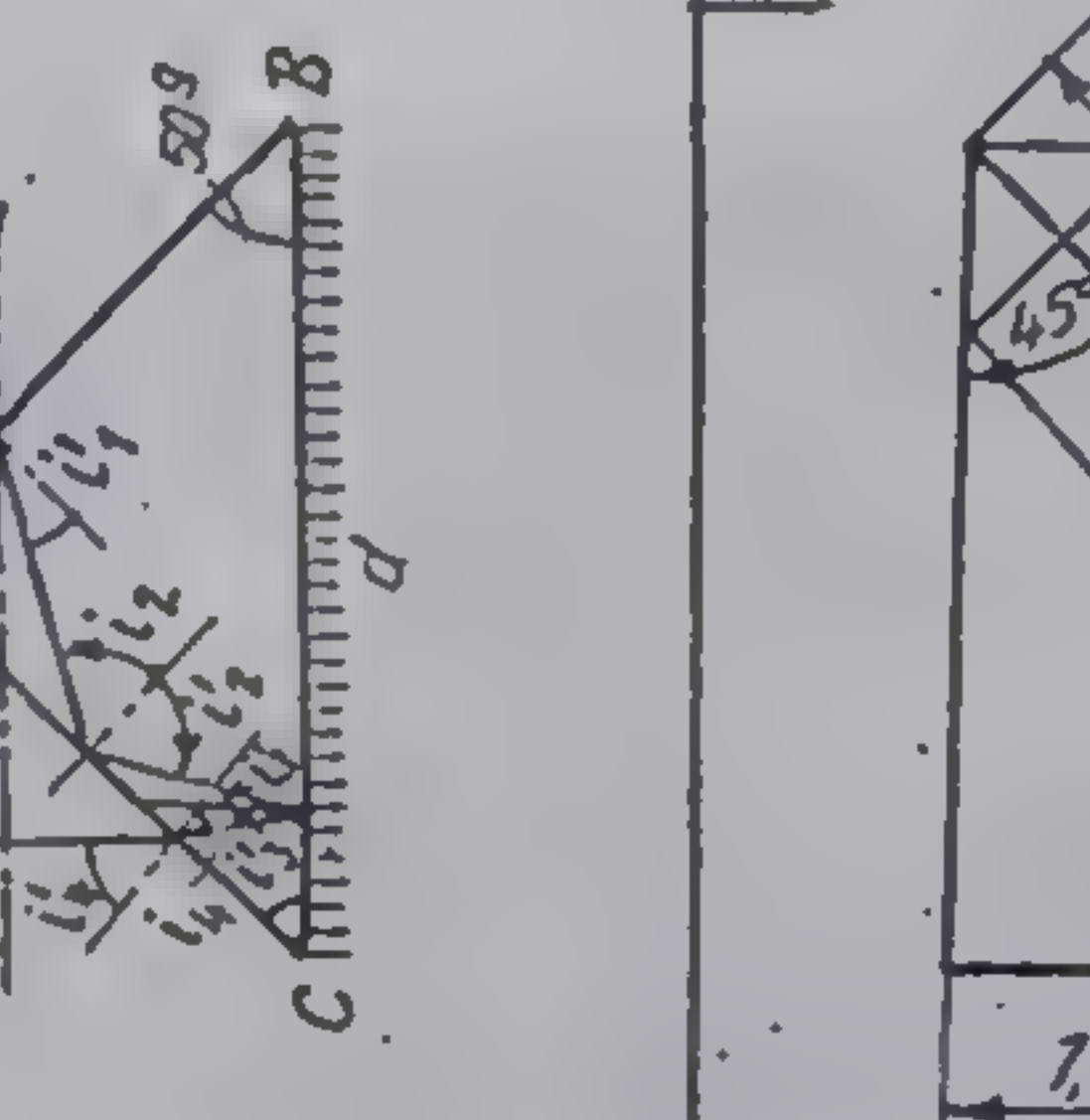
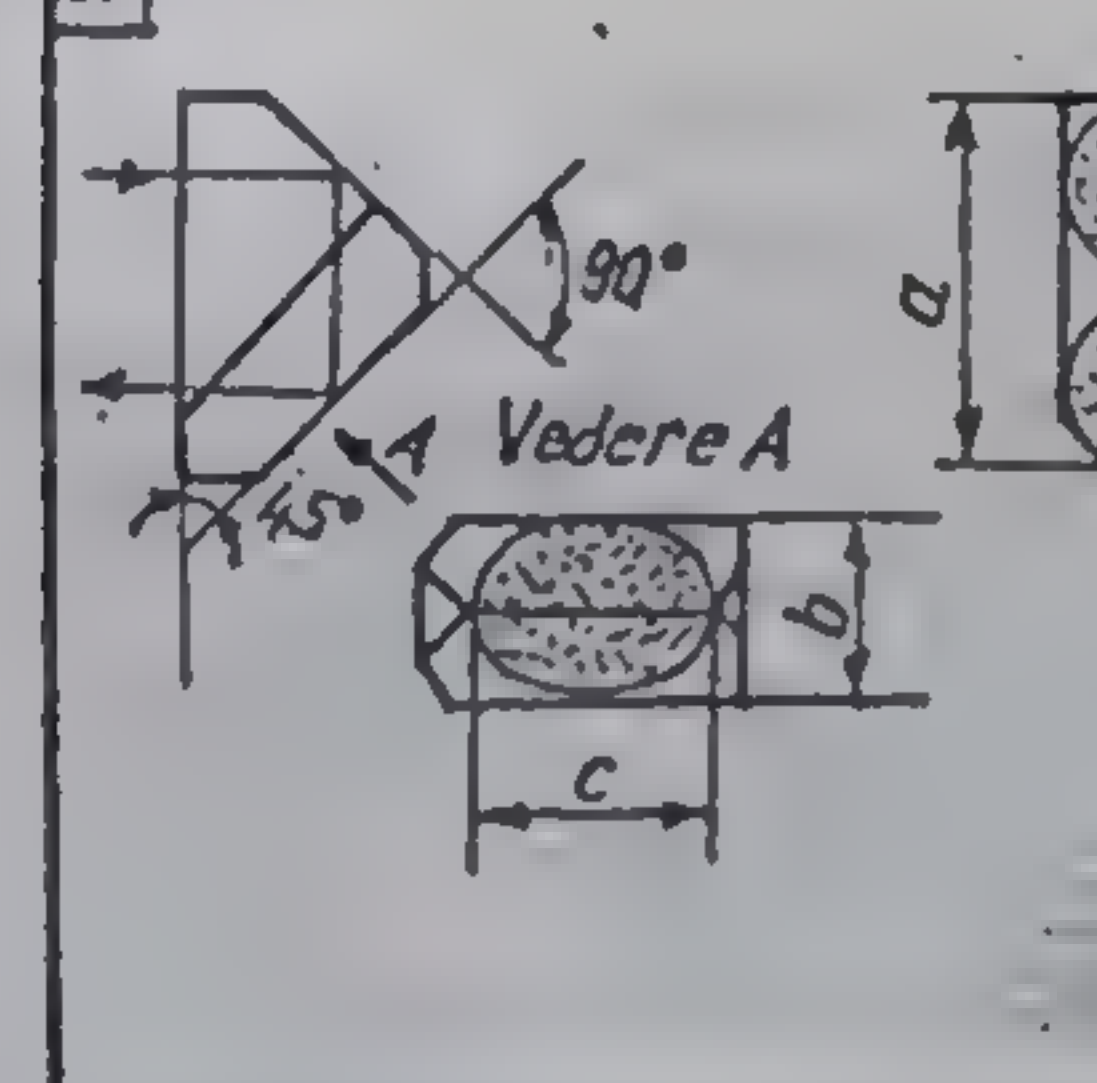
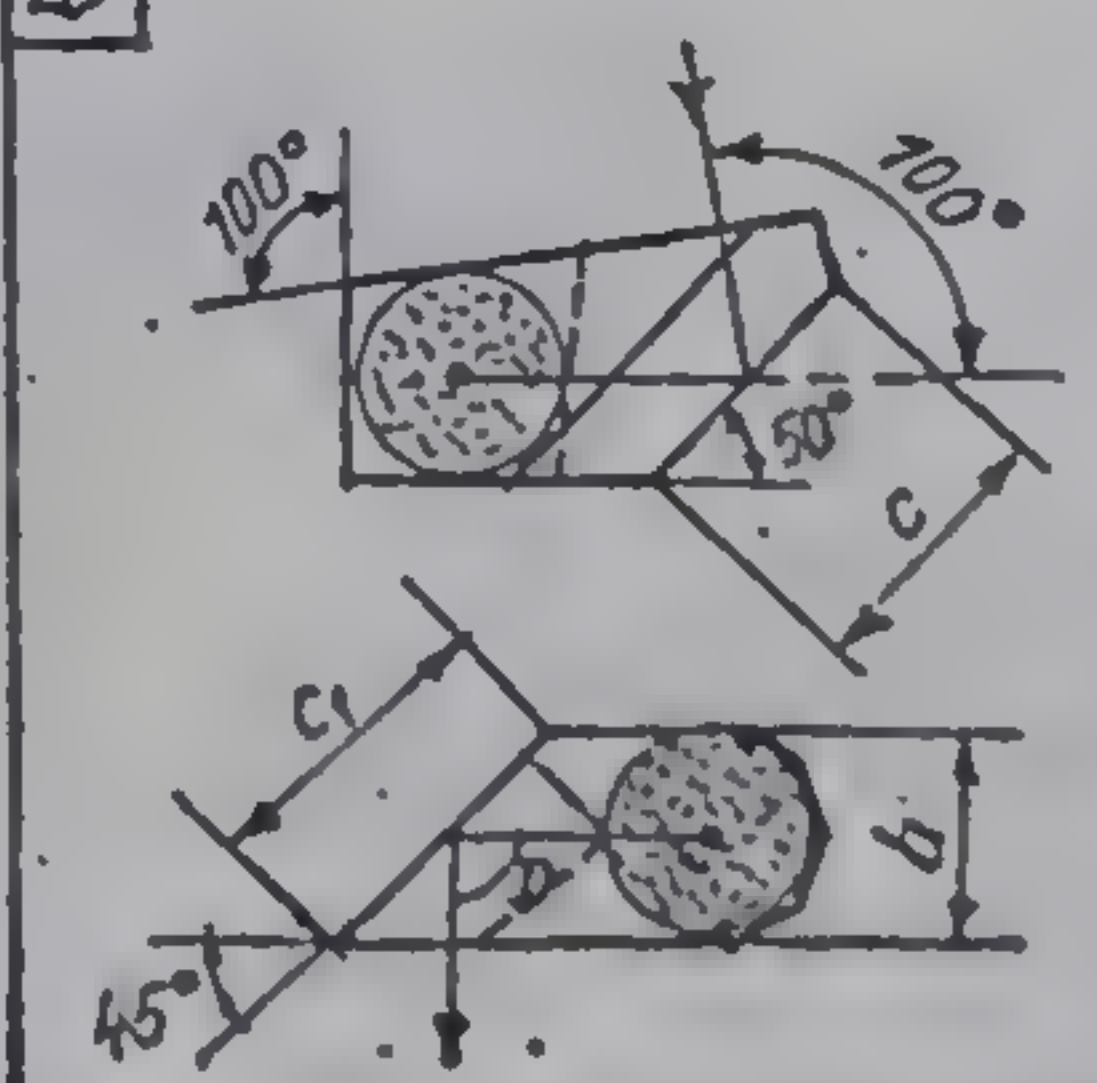
Tabelul 4.3 (continuare)

Prisme cu două suprafețe reflectante

 <p> $D = 180^\circ$ $\alpha = 45^\circ$ $a = 2D_1$ $c = 1,414 D_1$ $h = D_1$ $l = 2 D_1$ $\Delta = 2n(\Delta\alpha_1 + \Delta\alpha_2)$ $\Delta\alpha_2 = -\Delta\alpha_1 \rightarrow \Delta = 0$ </p>	 <p> $D = 50^\circ$ $\alpha = D_1$ $c = 2 D_1$ $l = 1,732 D_1$ </p> <p>Redresare parțială</p>
 <p> $D = 0^\circ$ $\alpha = 45^\circ$ $\beta = 135^\circ$ $a = D_1$ $c = 1,414 D_1$ $h = D_1$ $l = 2 D_1$ </p> <p>Vedere A</p>	 <p> $D = 80^\circ$ $\alpha = 80^\circ$ $\beta = 120^\circ$ $a = D_1$ $c = 1,064 D_1$ $l = 3,94 D_1$ </p> <p>Vedere A</p>
 <p> $D = 40^\circ$ $\alpha = D_1$ $c = 1,653 D_1$ $c_1 = 1,064 D_1$ $m = 0,176 D_1$ $l = 1,97 D_1$ </p> <p>Vedere A</p> <p>Redresare parțială</p>	 <p> $D = 90^\circ$ $\alpha = 90^\circ$ $\beta = 112^\circ 30'$ $a = D_1$ $c = 1,082 D_1$ $l = 3,414 D_1$ </p> <p>$\Delta\alpha, \Delta\beta, \Delta\gamma \rightarrow \Delta = z + m(3\Delta\alpha + 2\Delta\beta + 2\Delta\gamma)$</p>
 <p> $D = 45^\circ$ $\alpha = 45^\circ$ $\beta = 112^\circ 30'$ $\gamma = 22^\circ 30'$ $a = D_1$ $c = 1,707 D_1$ $c_1 = 1,082 D_1$ $l = 1,707 D_1$ </p> <p>Redresare parțială</p>	 <p> $D = 60^\circ \dots 90^\circ$ $\alpha = 150^\circ$ $a = D_1$ $b = D_1$ $c_1 = 2 D_1$ $c = 1,414 D_1$ $l = 2,366 D_1$ </p> <p>Vedere A</p>

Prisme cu două suprafețe reflectante

Tabelul 4.3 (continuare)

<p>18</p>  <p>Vedere A</p> <p>$D = 80^\circ - 90^\circ$ $\alpha = 140^\circ$ $\alpha = D_1$ $C = 1,414 D_1$ $C_1 = 1,556 D_1$ $l = 1,874 D_1$</p>	<p>20</p>  <p>Vedere A</p> <p>$D = 100^\circ - 90^\circ$ $\alpha = D_1$ $C = 1,414 D_1$ $C_1 = 1,305 D_1$ $l = 1,954 D_1$</p>
<p>19</p>  <p>Vedere A</p> <p>$D = 90^\circ - 90^\circ$ $\alpha = D_1$ $C = 1,414 D_1$ $C_1 = 1,414 D_1$ $l = 1,707 D_1$</p>	<p>21</p>  <p>Vedere A</p> <p>$D = 120^\circ - 90^\circ$ $\alpha = D_1$ $C = 1,414$ $C_1 = 1,155 D_1$ $l = 2,823 D_1$</p>
<p>22</p>  <p>Prisma Wallaston</p>	<p>23</p>  <p>Vedere A</p>
<p>Prisme cu acoperiș și o suprafață reflectantă</p>	
<p>25</p>  <p>Vedere A</p> <p>$D = 180^\circ$ $\alpha = 2,225 D_1$ $C = 4,414 D_1$ $l = 2,957 D_1$</p>	<p>26</p>  <p>Vedere A</p> <p>$D = 100^\circ - 90^\circ$ $C = 1,305 D_1$ $b = D_1$ $C_1 = 1,414 D_1$ $l = 2,929 D_1$</p>

Prisme cu acoperiș și o suprafață reflectantă

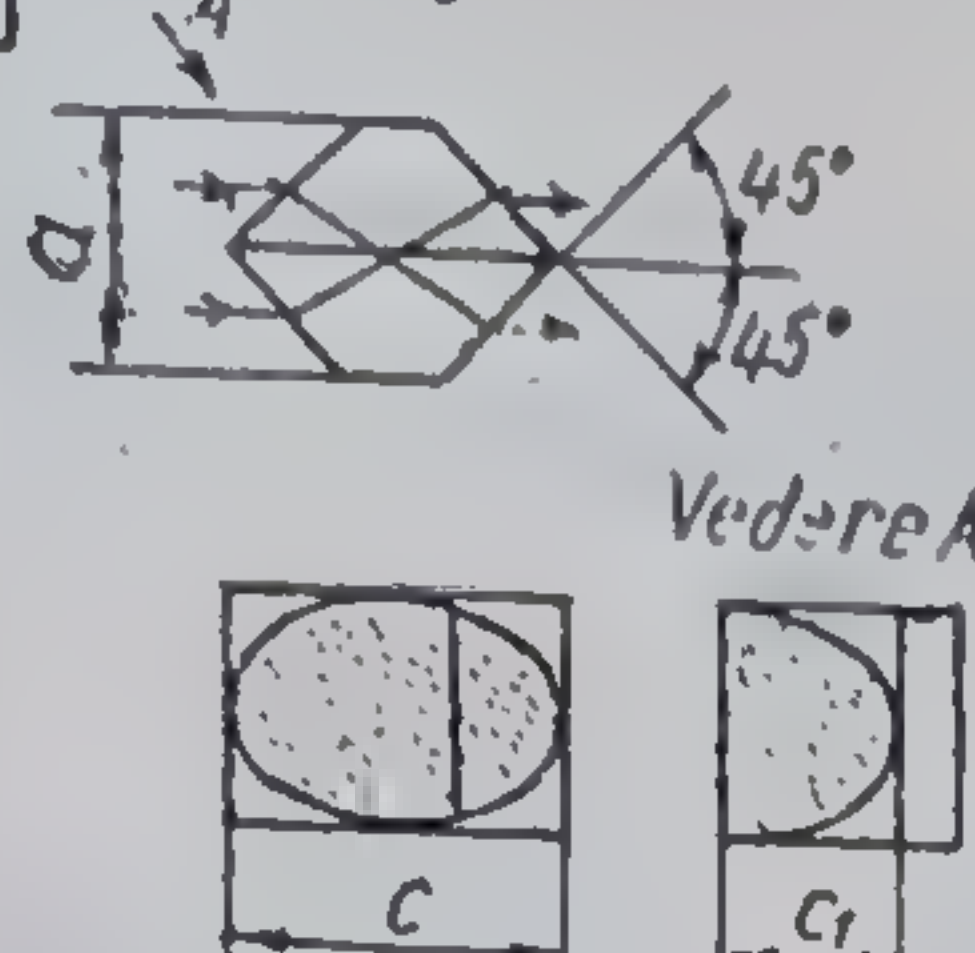
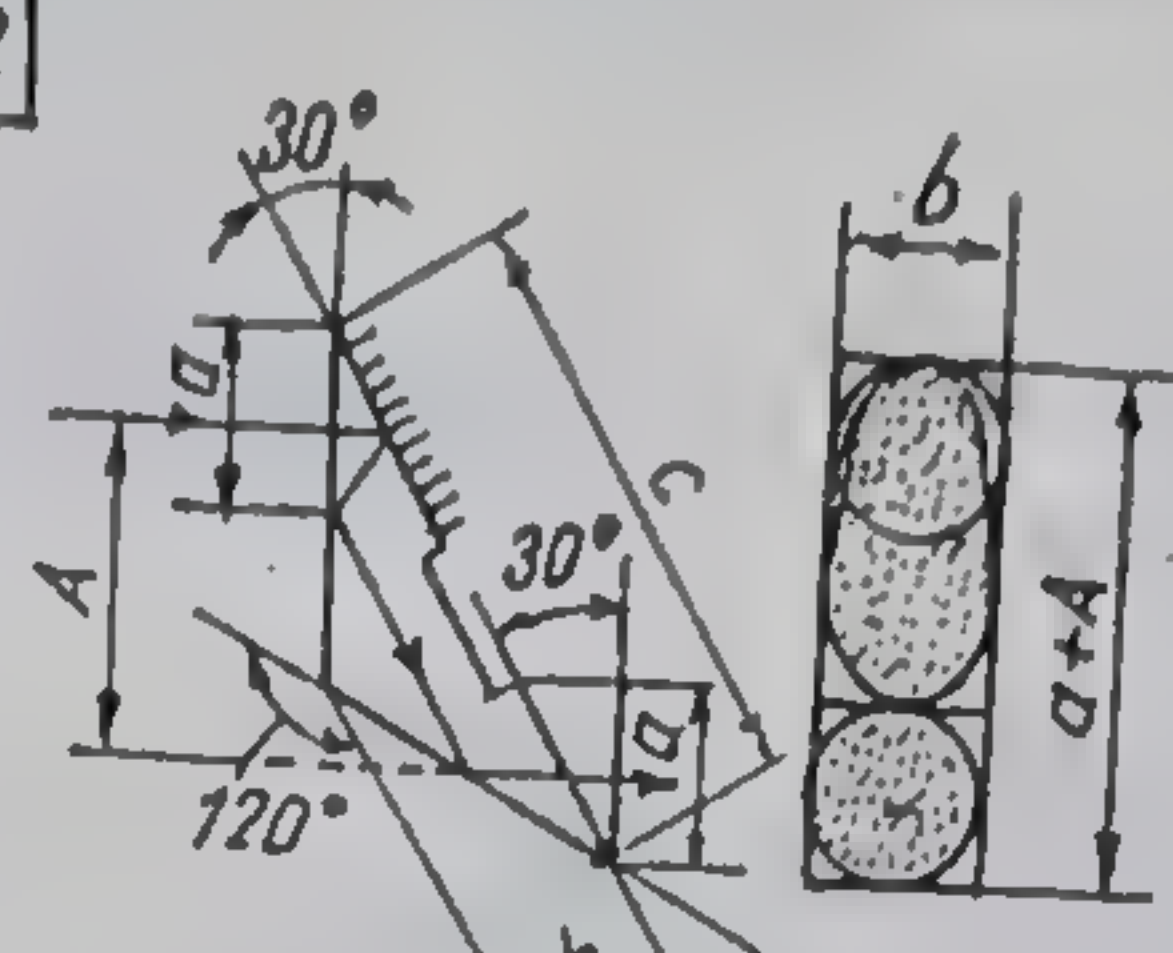
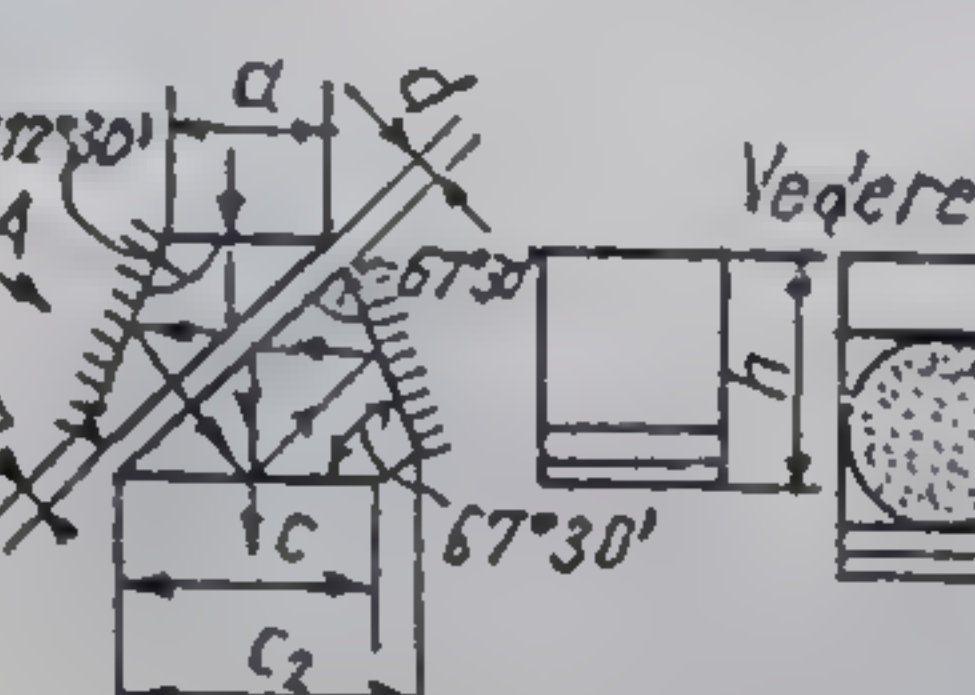
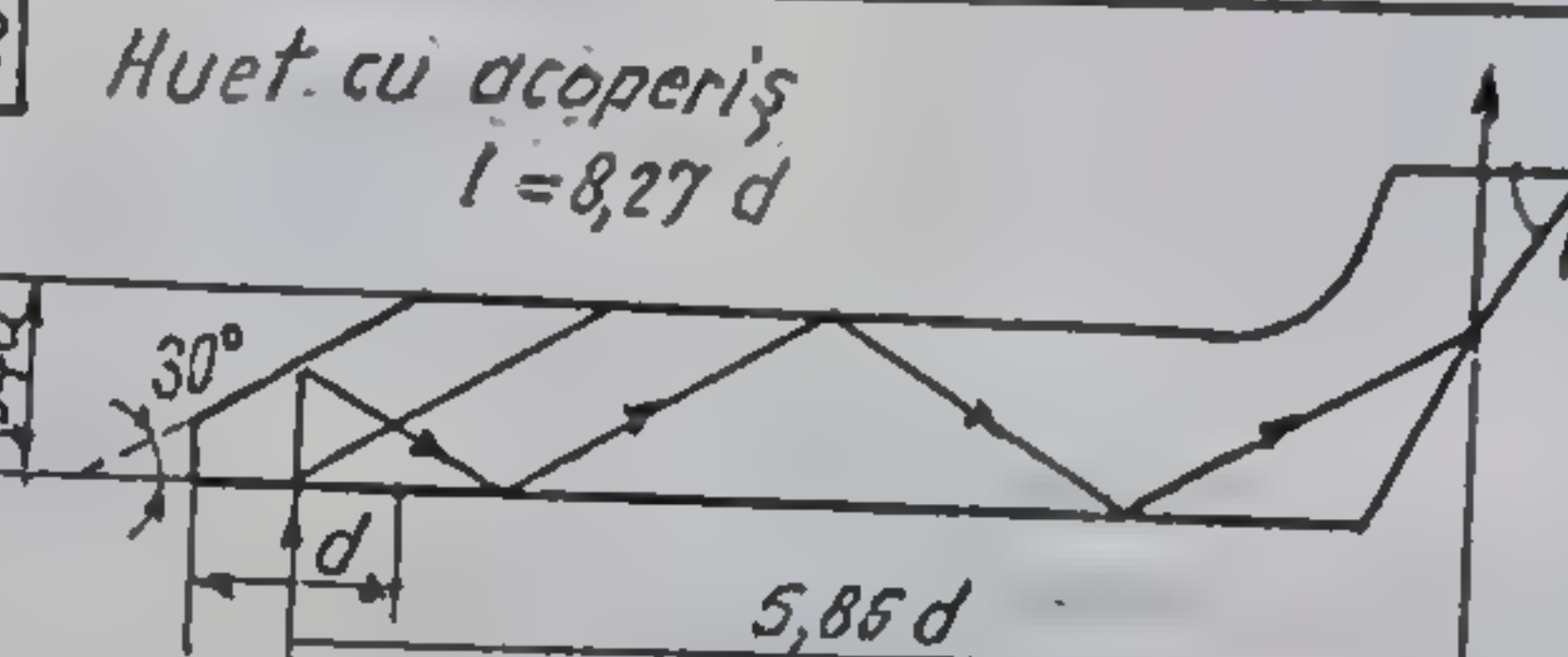
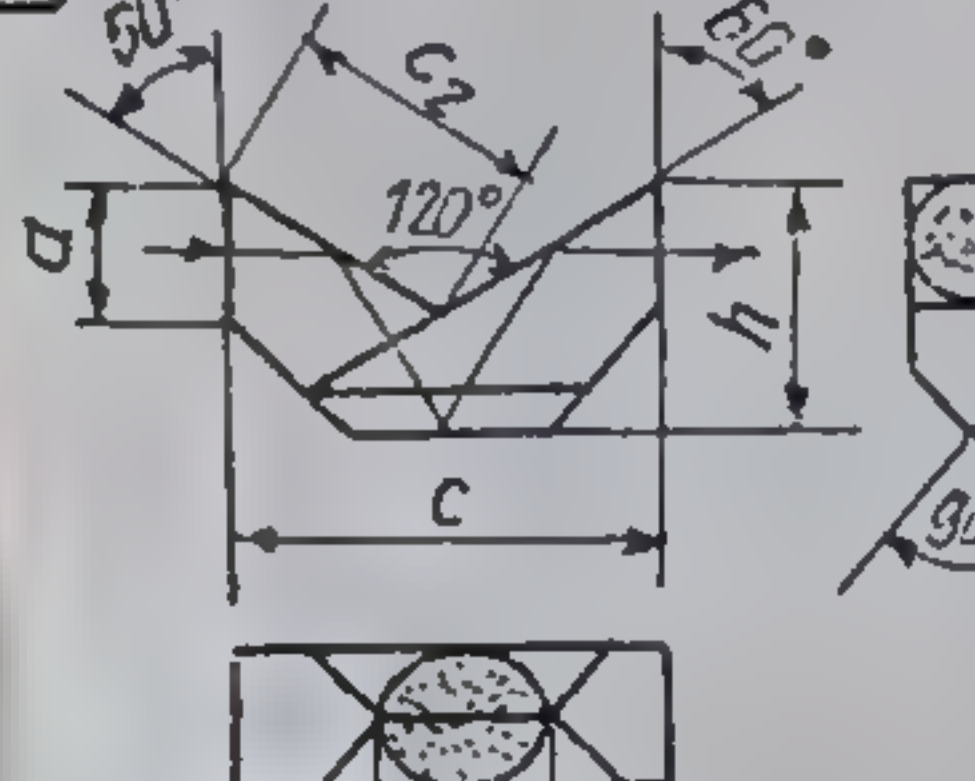
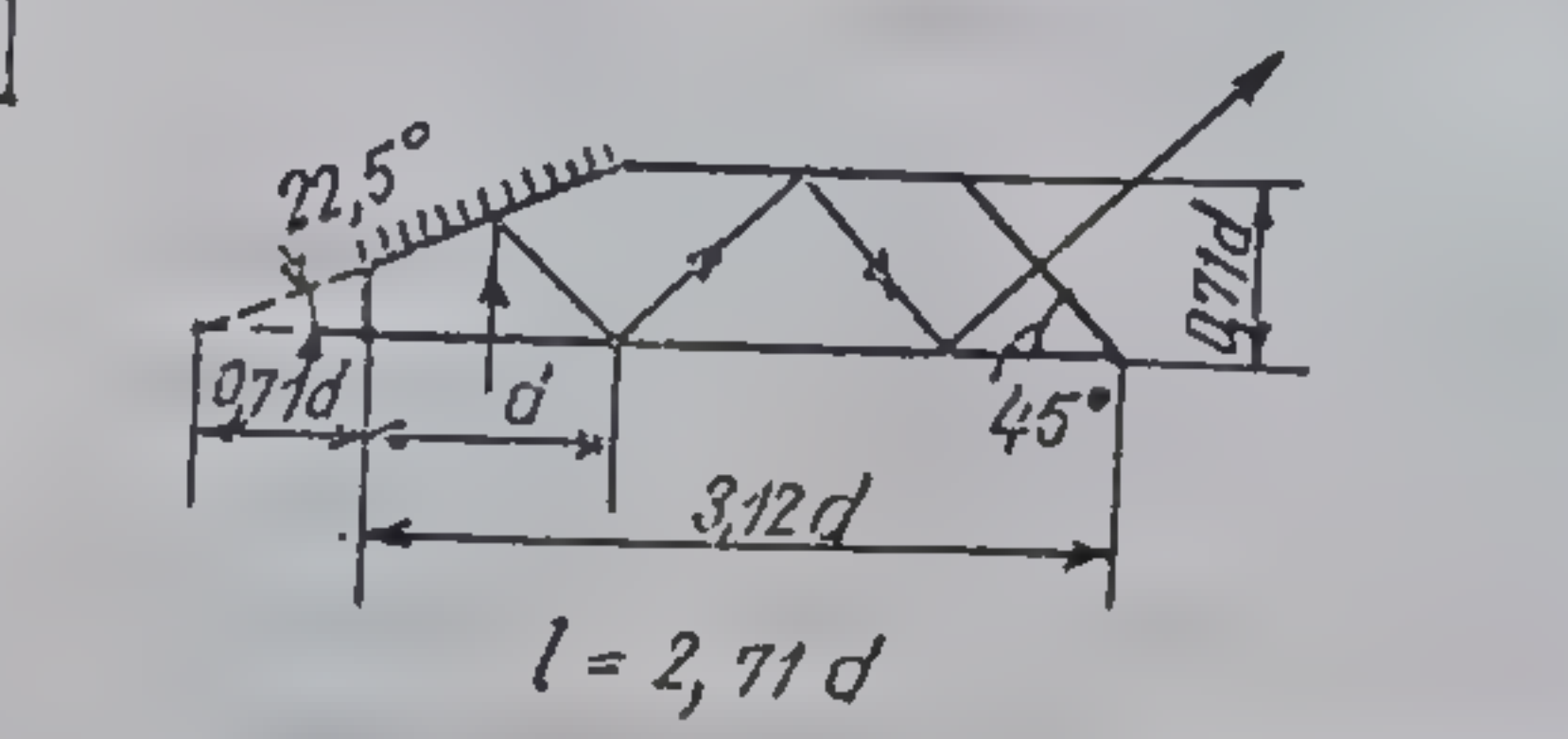
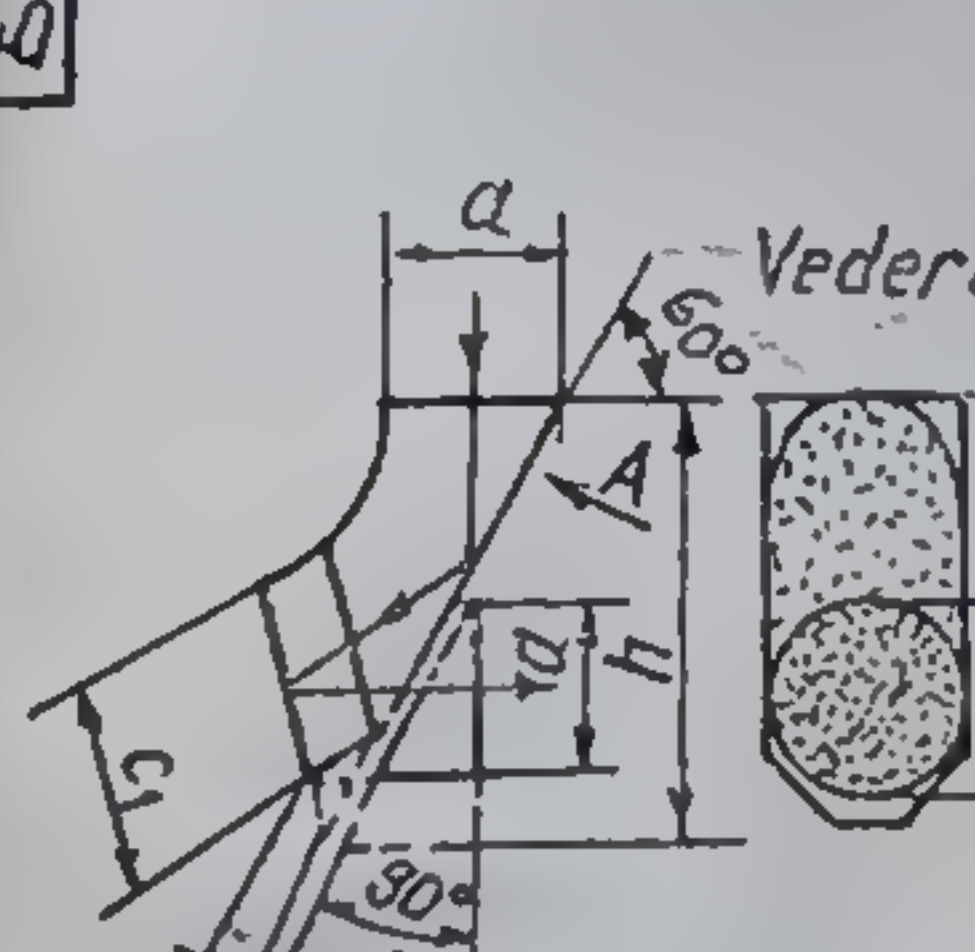
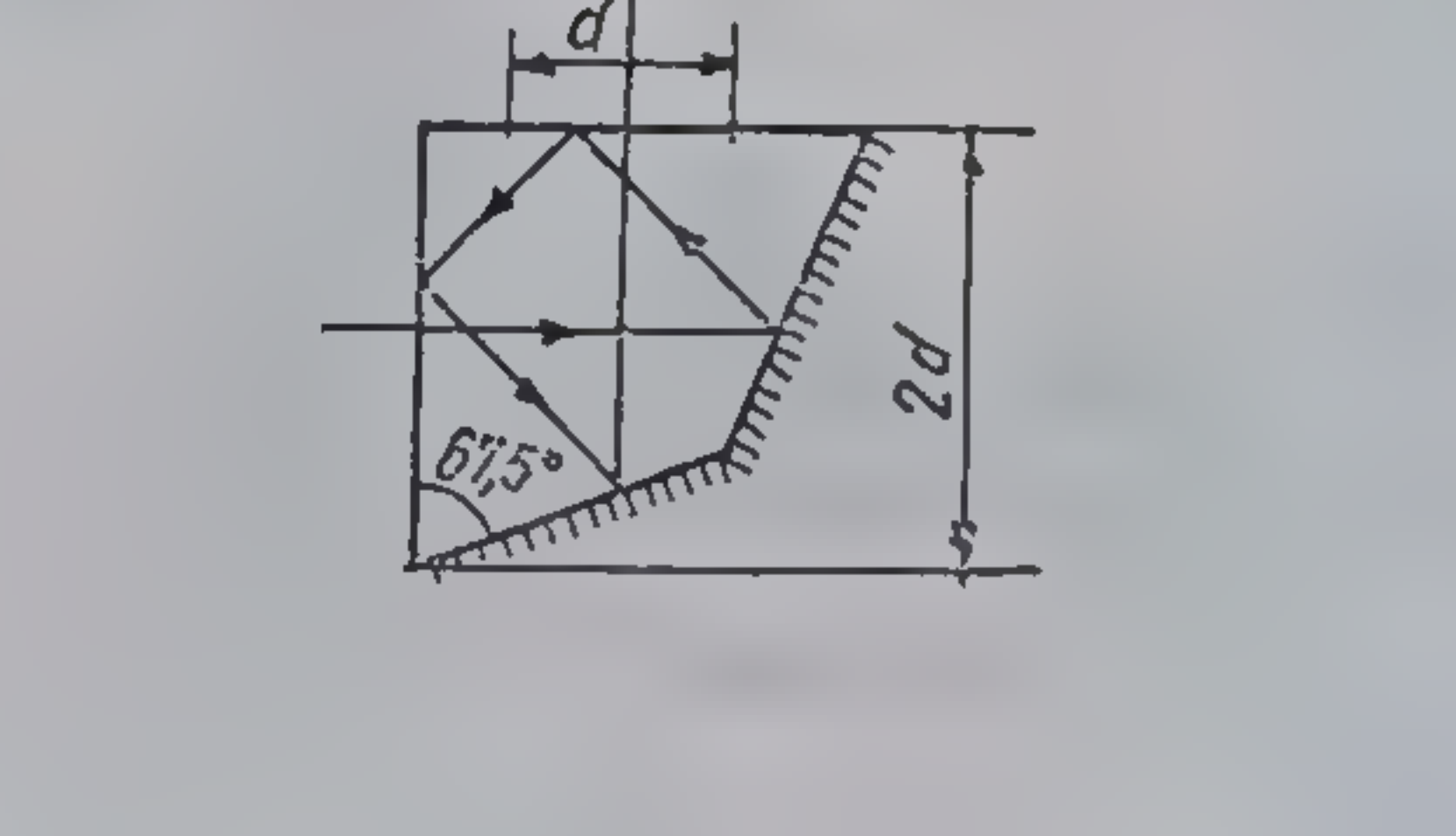
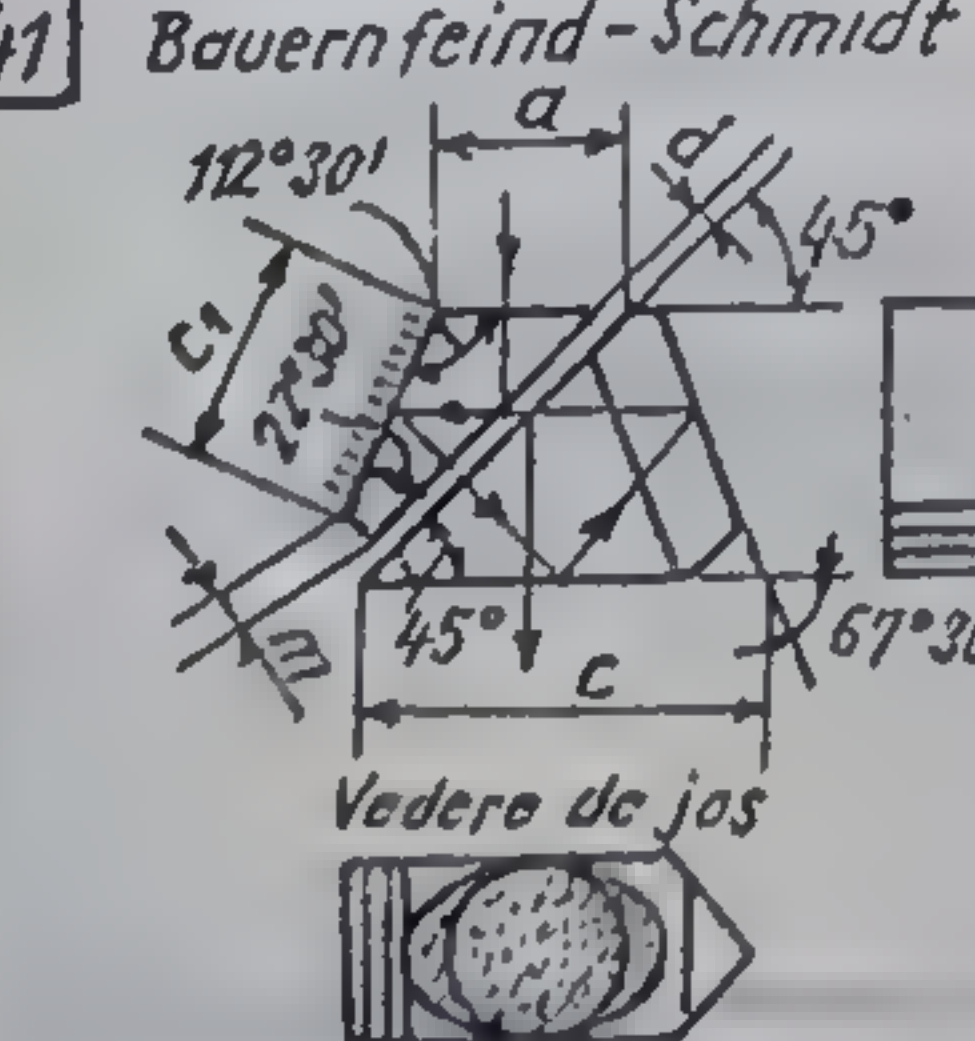
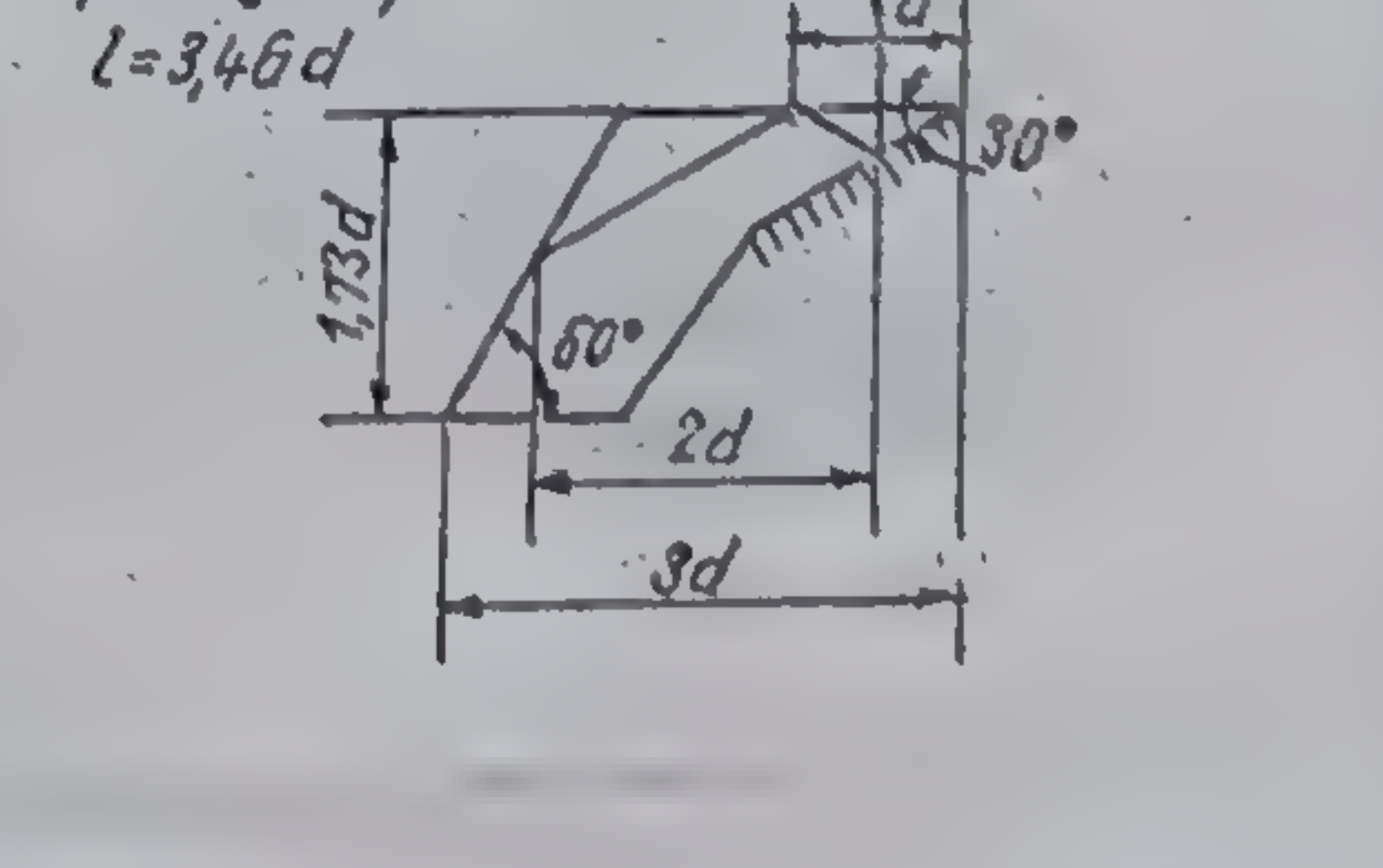
27		$D = 45^\circ$ $\alpha = 112^\circ 30'$ $a = 1,237 D_1$ $c = 1,082 D_1$ $l = 2,111 D_1$ $b = 2,71 D_1$	30	Leman, Sprenger		$D = 0^\circ$ $a = D_1$ $c = 2,5 D_1$ $c_1 = D_1$ $l = 4,33 D_1$
28	Pentaprisma cu acoperiș	$D = 90^\circ$ $\alpha = 90^\circ$ $\beta = 112^\circ 30'$ $a = 1,237 D_1$ $c = 1,082 D_1$ $l = 4,223 D_1$	31	Schmidt		$D = 45^\circ$ $\alpha = 67^\circ 30'$ $c = 1,414 D_1$ $c_1 = 1,082 D_1$ $l = 2,414 D_1$
29		$D = 60^\circ$ $a = D_1$ $c = 1,155 D_1$ $h = 1,618 D_1$ $l = 2,802 D_1$	32		$D = 180^\circ$ $a_1 = D_1$ $c = 2 D_1$ $h = 0,577 D_1$ $c_1 = 1,155 D_1$ $l = 1,732 D_1$	

Prisme cu acoperiș și două suprafețe reflectante

33	Leman, Sprenger	$D = 0^\circ$ $\alpha = D_1$ $c = 2 D_1$ $c_1 = 2,618 D_1$ $m = 0,357 D$ $l = 4,535 D_1$	34		$D = 180^\circ$ $\alpha = 1,868 D_1$ $c = 2,618 D_1$ $h = 0,934 D_1$ $l = 2,602 D_1$
----	-----------------	---------------------------------------------------------------------------------------------------------	----	--	--------------------------------------------------------------------------------------------------

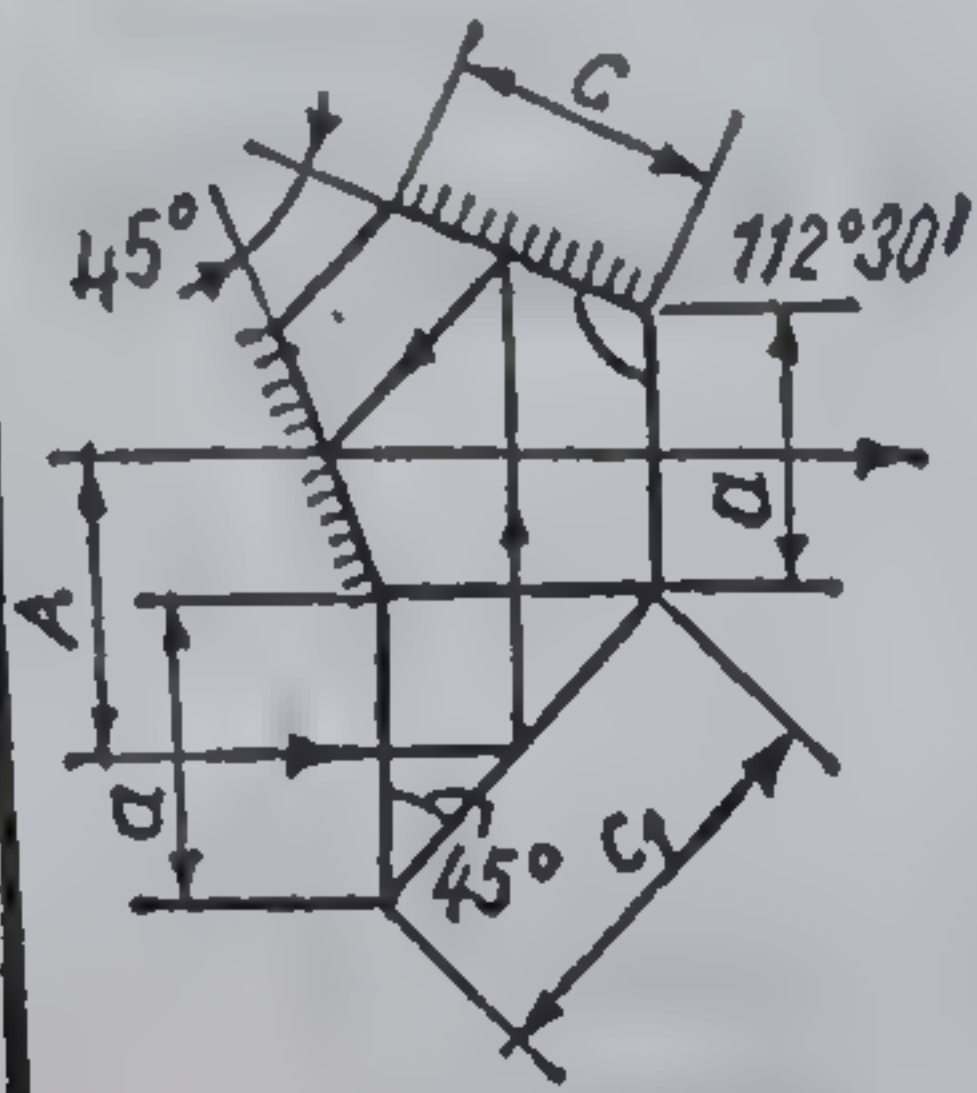
Prisme pentru aparate de observare și măsurare

35		$D = 0^\circ$ $\alpha = D_1$ $c = 3,46 D_1$ $c_1 = 1,185 D_1$ $c_2 = 2 D_1$ $h = 2 D_1$ $l = 5,2 D_1$	36		$D = 90^\circ$ $\alpha = D_1$ $c = 2 D_1$ $c_1 = 1,035 D_1$ $c_2 = 1,155 D_1$ $d = 0,002 m$ $h = 1,732 D_1$ $l = 4,732 D_1$ (fără panou)
----	--	-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------	----	--	------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------

<p>37 Cub</p>  <p>Vedere A</p> <p>$D = 0^\circ$ $a = D_1$ $c = D_1 \frac{\sqrt{2n^2 - 1}}{\sqrt{2n^2 - 1} - 1}$ $c_1 = 0,707 D_1$ $l = D_1 \frac{n}{\sqrt{2n^2 - 1} - 1}$</p>	<p>42</p>  <p>$D = 0^\circ$ $a = D_1$ $b = D_1$ $c = 1,155 (A + D_1)$ $h = 0,333 (A + D_1)$ $l = 1,115 (A + D_1)$ (fără pand)</p>
<p>38 Pechan + Schmidt</p>  <p>Vedere A</p> <p>$D = 0^\circ$ $a = D_1$ $c = 1,414 D_1$ $c_1 = 1,08 D_1$ $c_2 = 1,705 D_1$ $d = 0,39 D_1$ $h = 1,205 D_1$ $d_1 = 0,05 - 0,1 \text{ mm}$ $l = 4,62 D_1$</p> <p>Patent German DRP 708685/27.06.1899</p>	<p>43 Huet cu acoperiș</p>  <p>$l = 8,27 d$</p>
<p>39 Abbe</p>  <p>$D = 0^\circ$ $a = D_1$ $c = 3,46 D_1$ $c_1 = 1,155 D_1$ $c_2 = 2 D_1$ $h = 2 D_1$ $l = 5,2 D_1$</p>	<p>44</p>  <p>$l = 2,71 d$</p>
<p>40</p>  <p>Vedere A</p> <p>$D = 90^\circ$ $a = D_1$ $c = 2,33 D_1$ $c_1 = 1,035 D_1$ $c_2 = 1,155 D_1$ $m = 0,33 D_1$ $d_1 = 0,1 \text{ mm}$ $h = 2,3 D_1$ $l = 2,6 D_1$ (fără prisma mică)</p>	<p>45 Wallaston</p> 
<p>41 Bauernfeind-Schmidt Hans</p>  <p>Vedere de jos</p> <p>$D = 0^\circ$ $a = D_1$ $c = 1,78 D_1$ $c_1 = 1,08 D_1$ $c_2 = 1,414 D_1$ $m = 0,39 D_1$ $h = 1,231 D_1$ $d_1 = 0,1 \text{ mm}$ $l = 4,75 D_1$</p>	<p>46 Sprenger și Leman</p>  <p>$l = 3,46 d$</p>

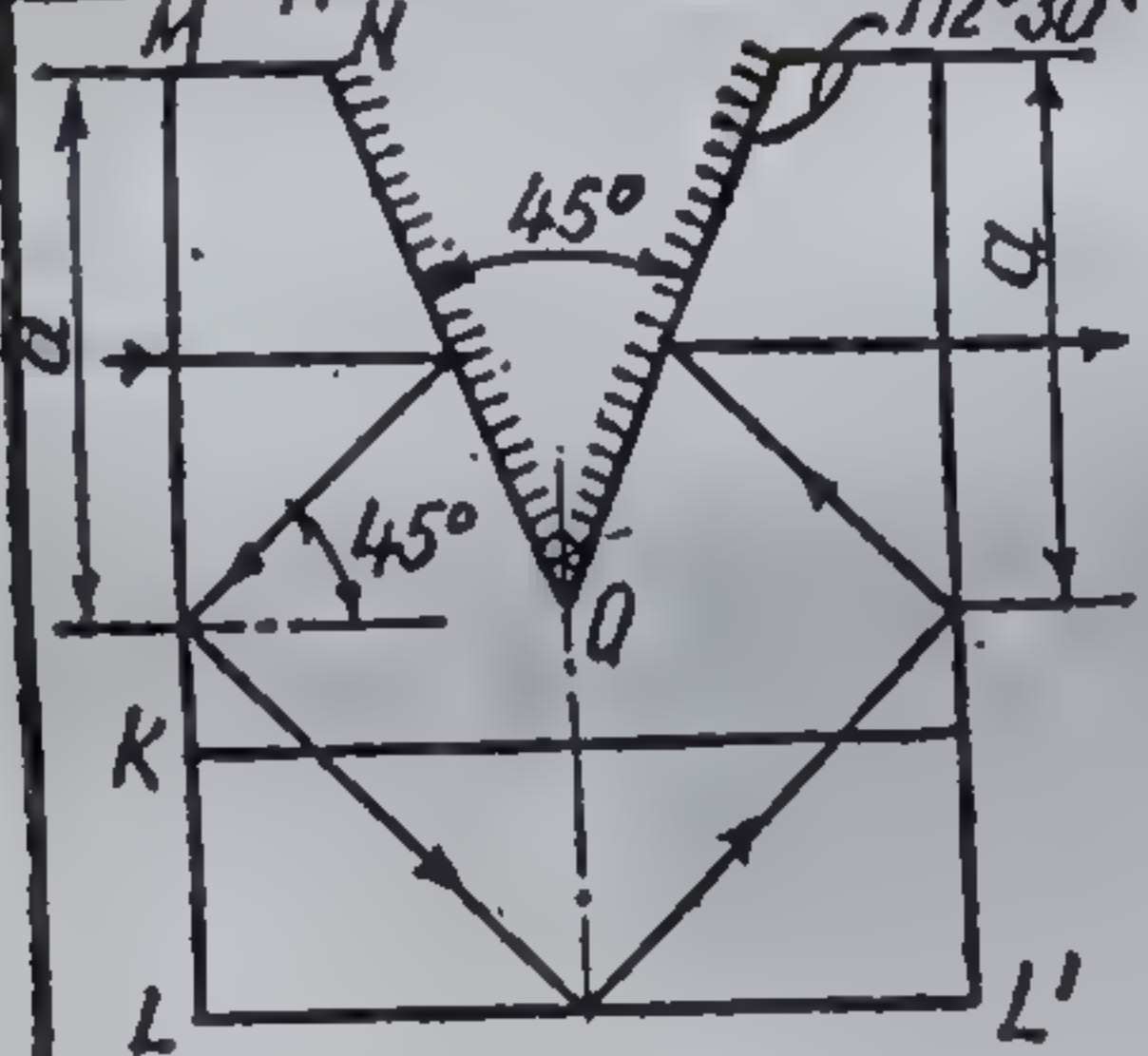
Prisme cu mai multe suprafețe reflectante

47 Hensoldt tip 1



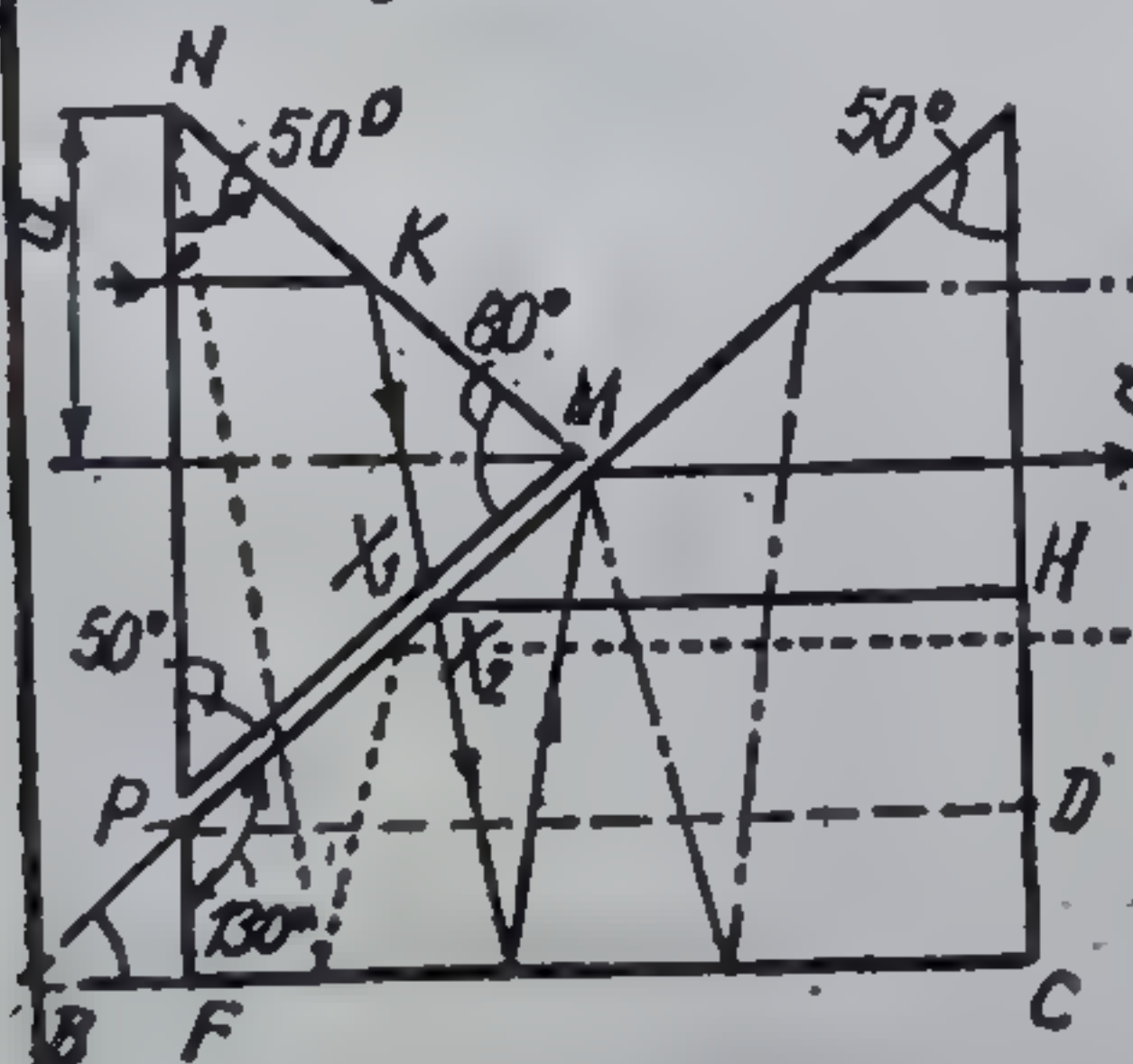
$$\begin{aligned} D &= 0^\circ \\ \alpha &= D_1 \\ A &= 0,371 D_1 \\ C &= 1,082 D_1 \\ C_1 &= 1,4142 D_1 \\ L &= 4,414 D_1 \end{aligned}$$

48 Uppendahl Willy



$$\begin{aligned} D &= 0^\circ \\ \alpha &= D_1 \\ \overline{LM} &= 1,7071 D_1 \\ \overline{ON} &= 1,0824 D_1 \\ \overline{MN} &= 0,2929 D_1 \\ \overline{LL'} &= 1,4142 D_1 \\ \overline{MK} &= 1,2071 D_1 \\ L &= 4,4142 D_1 \\ \overline{KL} &= 0,5 D_1 \end{aligned}$$

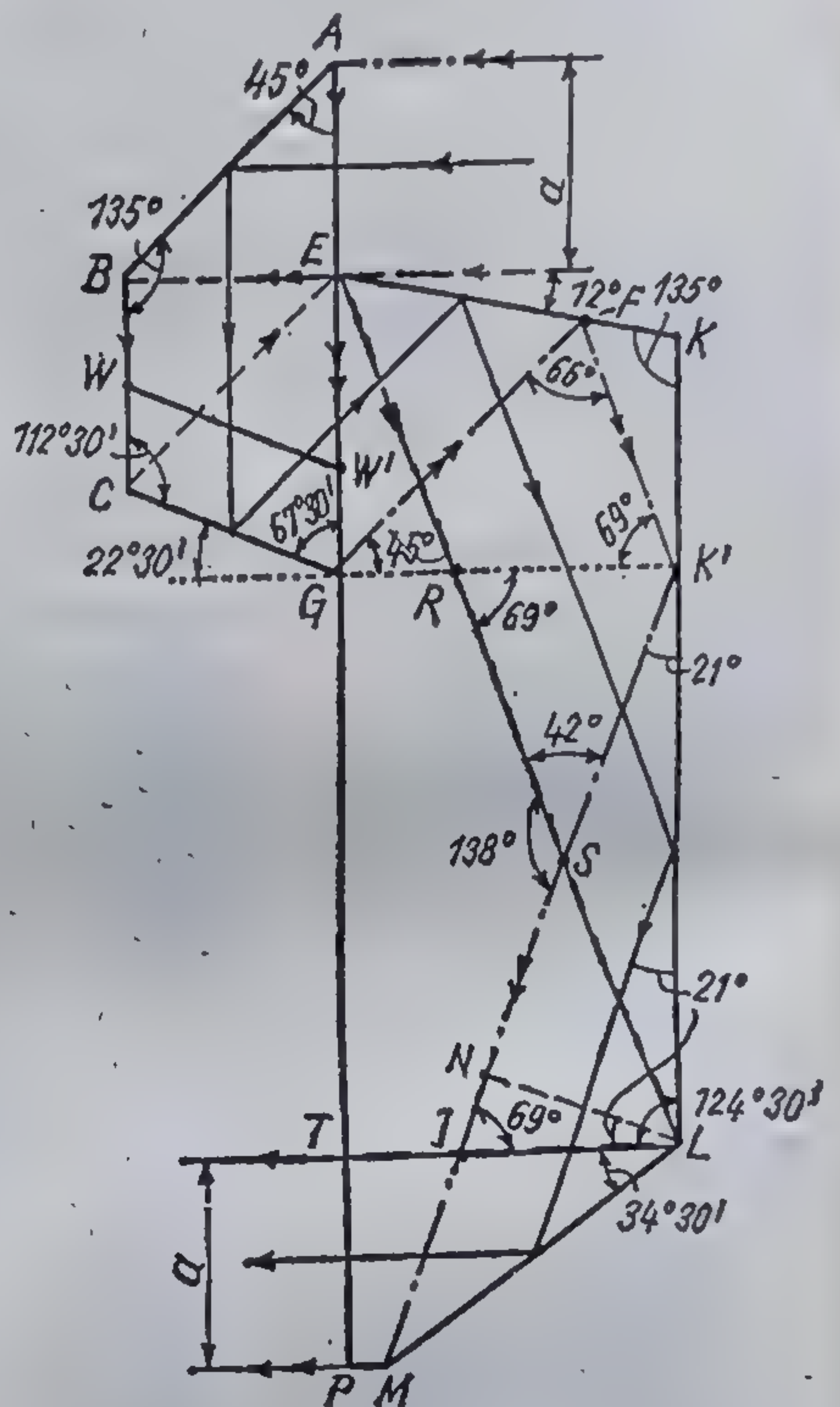
49 König A.



$$\begin{aligned} D &= 0^\circ \\ M &= D_1 \\ \overline{NP} &= 2 D_1 \\ \overline{MN} &= \overline{MP} = 1,5557 D_1 \\ \overline{AC} &= 1,2071 D_2 \\ D_2 &= \overline{AD} \\ \overline{HC} &= 0,5 D_2 \\ \overline{BC} &= 1,4386 D_2 \\ \overline{AP} &= 0,9784 D_1 + 1,0612 D_2 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \overline{FP} &= 0,5249 D_2 - 0,6288 D_1 \\ L &= 1,4804 D_1 + 1,8468 D_2 \\ \overline{MX_1} &= 0,5773 D_1 \\ \overline{AX_2} &= 1,0612 D_2 \end{aligned}$$

50 Sistemul prismatic Erich Schönfeld (forma alungită)



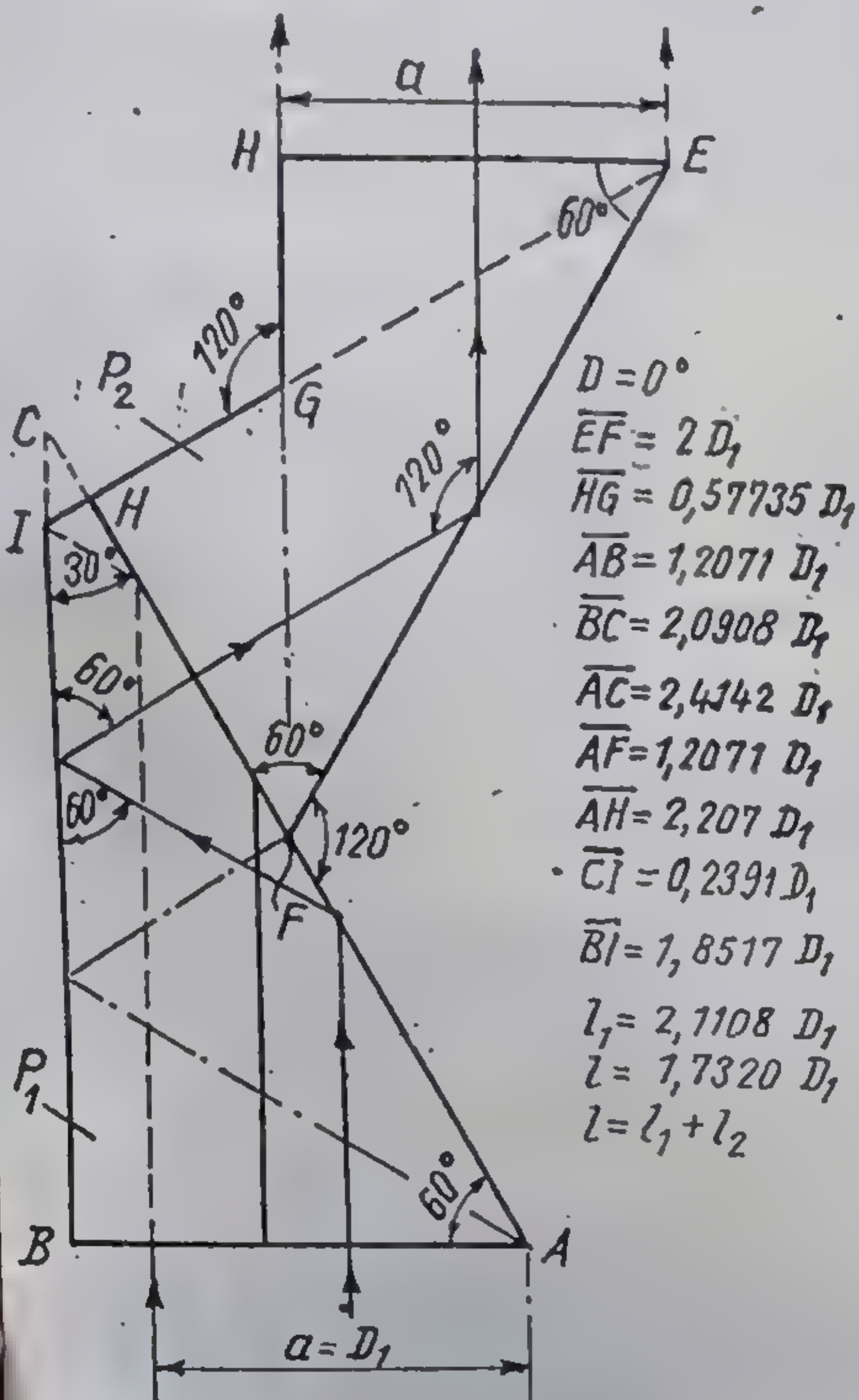
$$\begin{aligned} \overline{EK} &= 1,6501 D_1; & \overline{AP} &= 6,2046 D_1; \\ \overline{KL} &= 3,8621 D_1; & \overline{GR} &= \overline{TI} = 0,542 D_1; \\ \overline{LM} &= 1,7659 D_1; & \overline{RS} &= \overline{SI} = 1,4801 D_1; \\ \overline{PM} &= 0,1590 D_1; & \overline{AE} &= \overline{BC} = D_1; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \overline{AB} &= 1,4142 D_1; & \overline{CE} &= 1,0824 D_1 \\ \overline{EG} &= 1,4142 D_1; & \overline{AG} &= 2,4142 D_1 \\ \overline{GR} &= \overline{TI} = 0,5429 D_1; & \overline{RS} &= \overline{SI} = 1,4801 D_1 \\ D &= 0^\circ; & \alpha &= D_1 \end{aligned}$$

Prisme cu mai multe suprafete reflectante

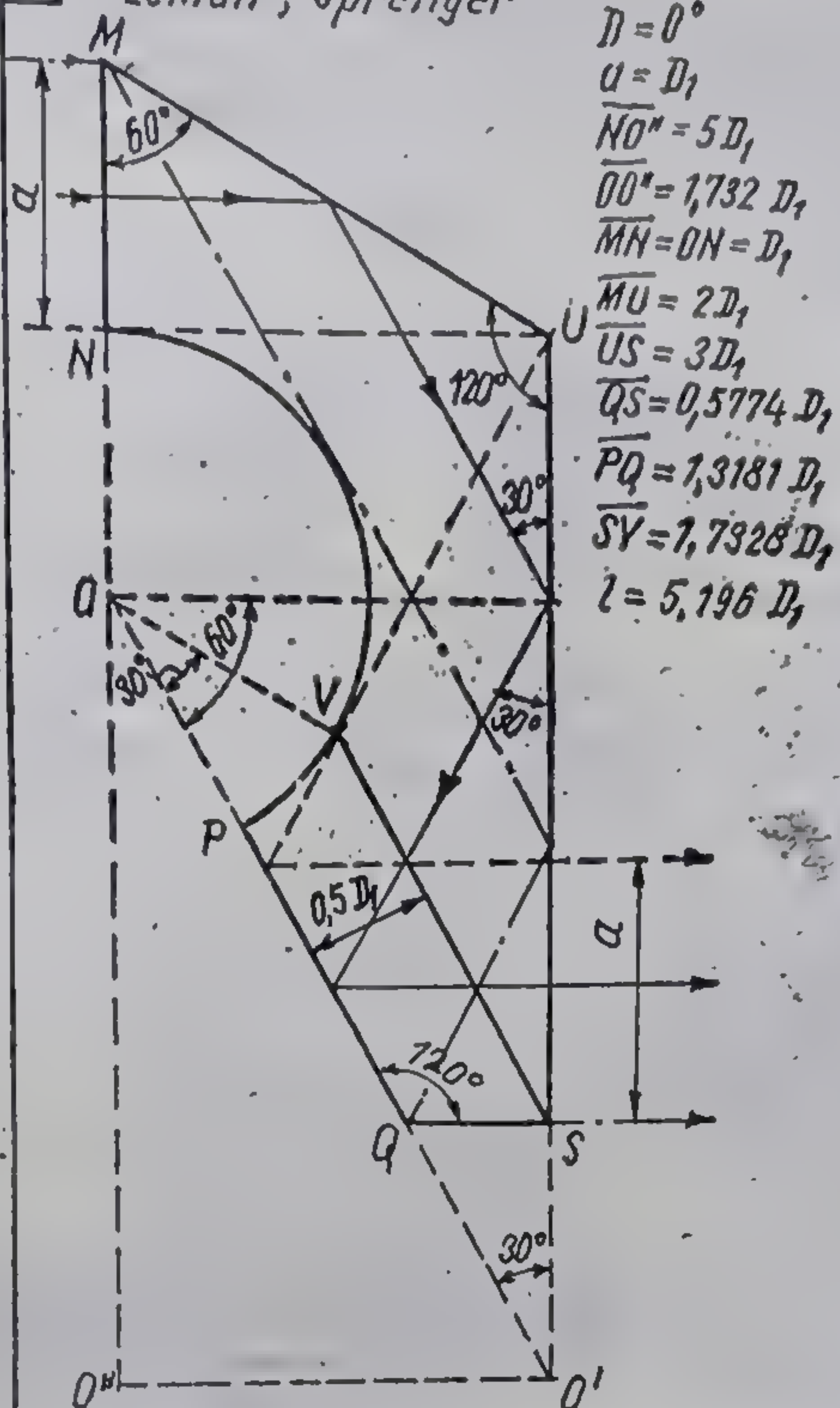
51

Hensoldt tip 2

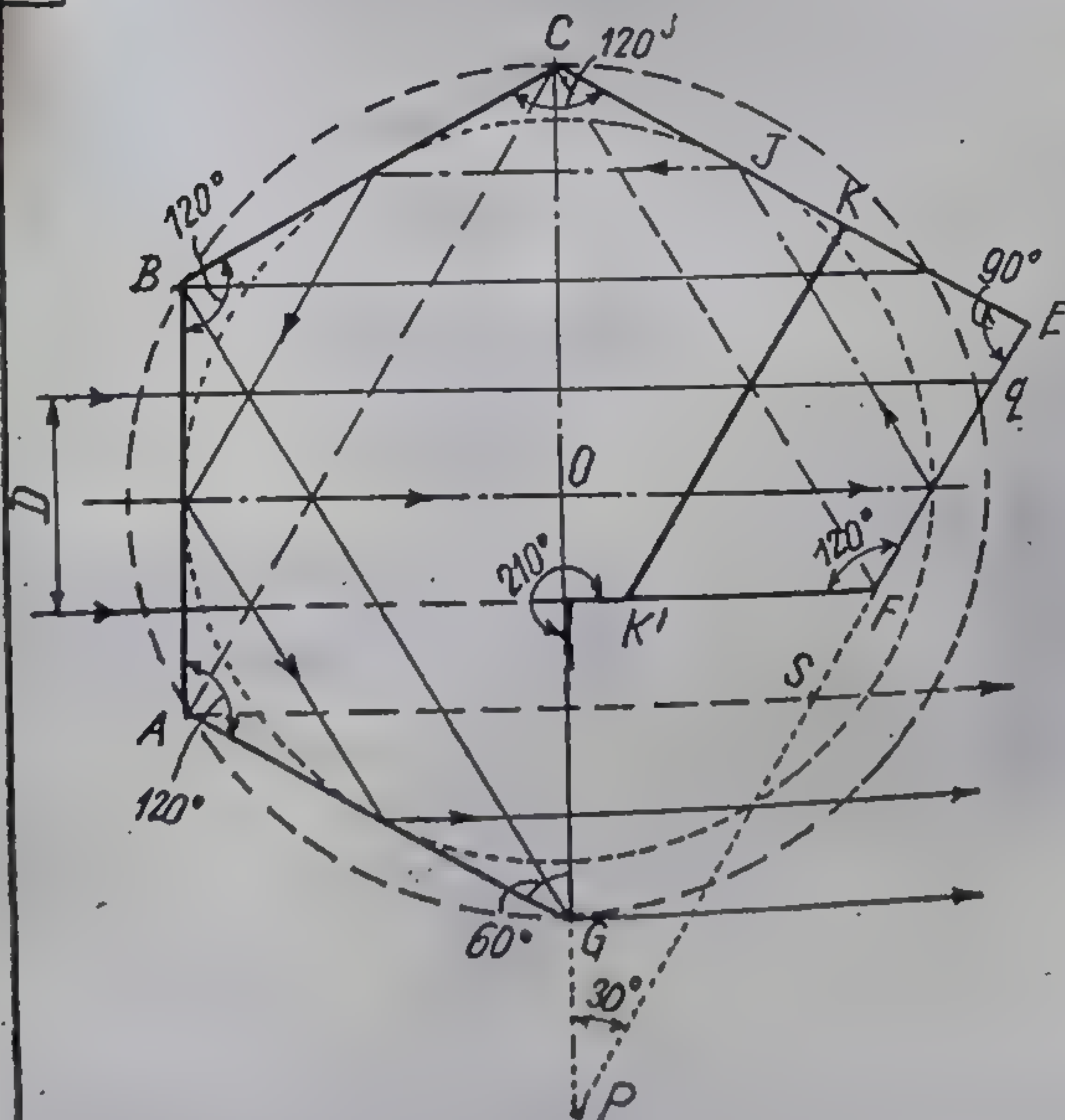


52

Leman ; Sprenger



53



Prisma J.D. Möller

DRP 35868/1920

$R = 2D$ raza cercului circumscris
exagonului regulat

$\overline{AB} = \overline{AG} = \overline{BC} = 2D$

$\overline{CE} = 2,5 D$

$\overline{FP} = \overline{GP} = 1,4433 D$

$\overline{CP} = 50; \alpha = 2D$

$\overline{OP} = 0,5D; \overline{CJ} = 2D$

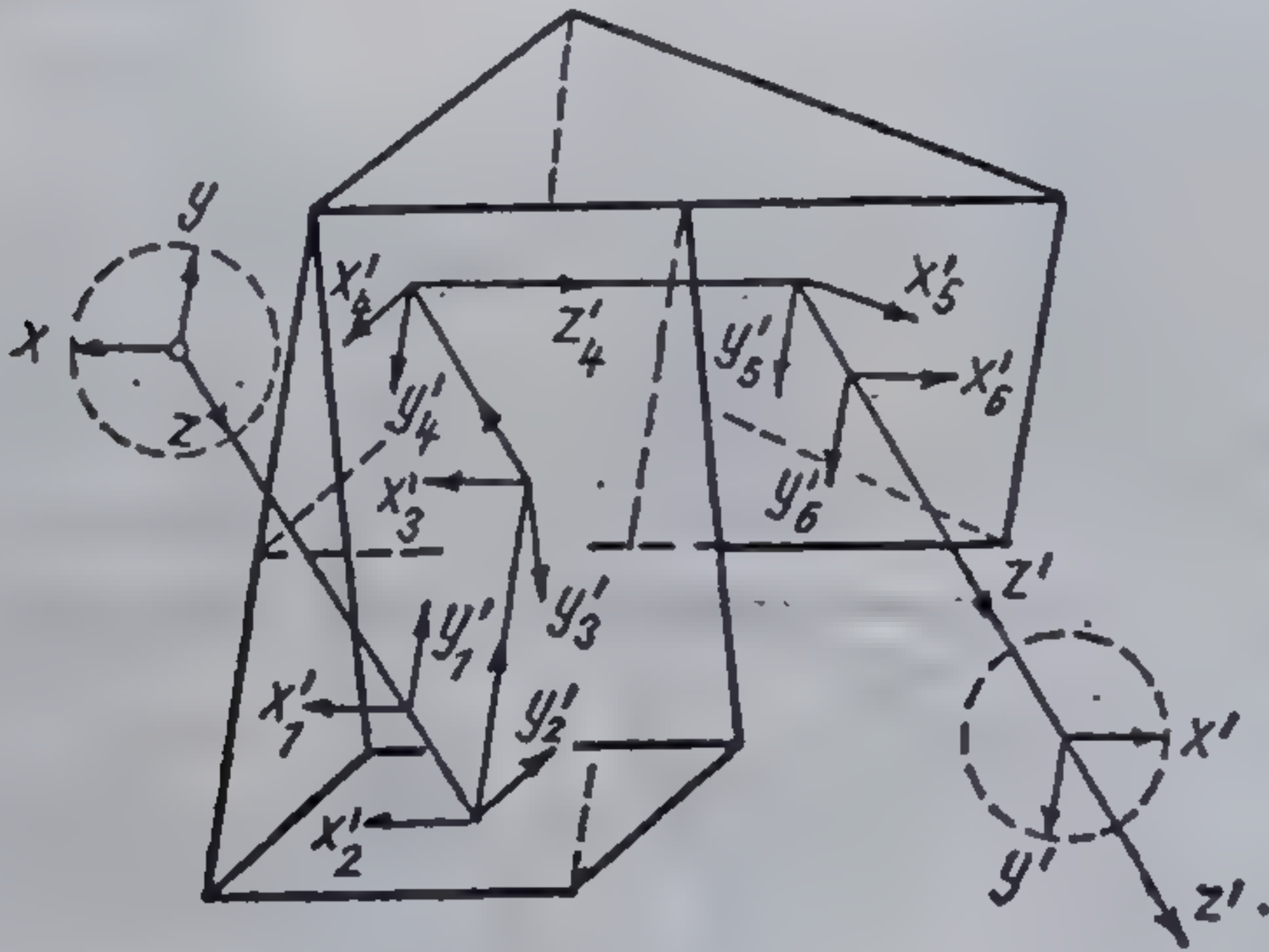
$\overline{JE} = 0,5D$

$\overline{FQ} = 1,1547 D = \overline{FK'}$

$l = 11,258 D$

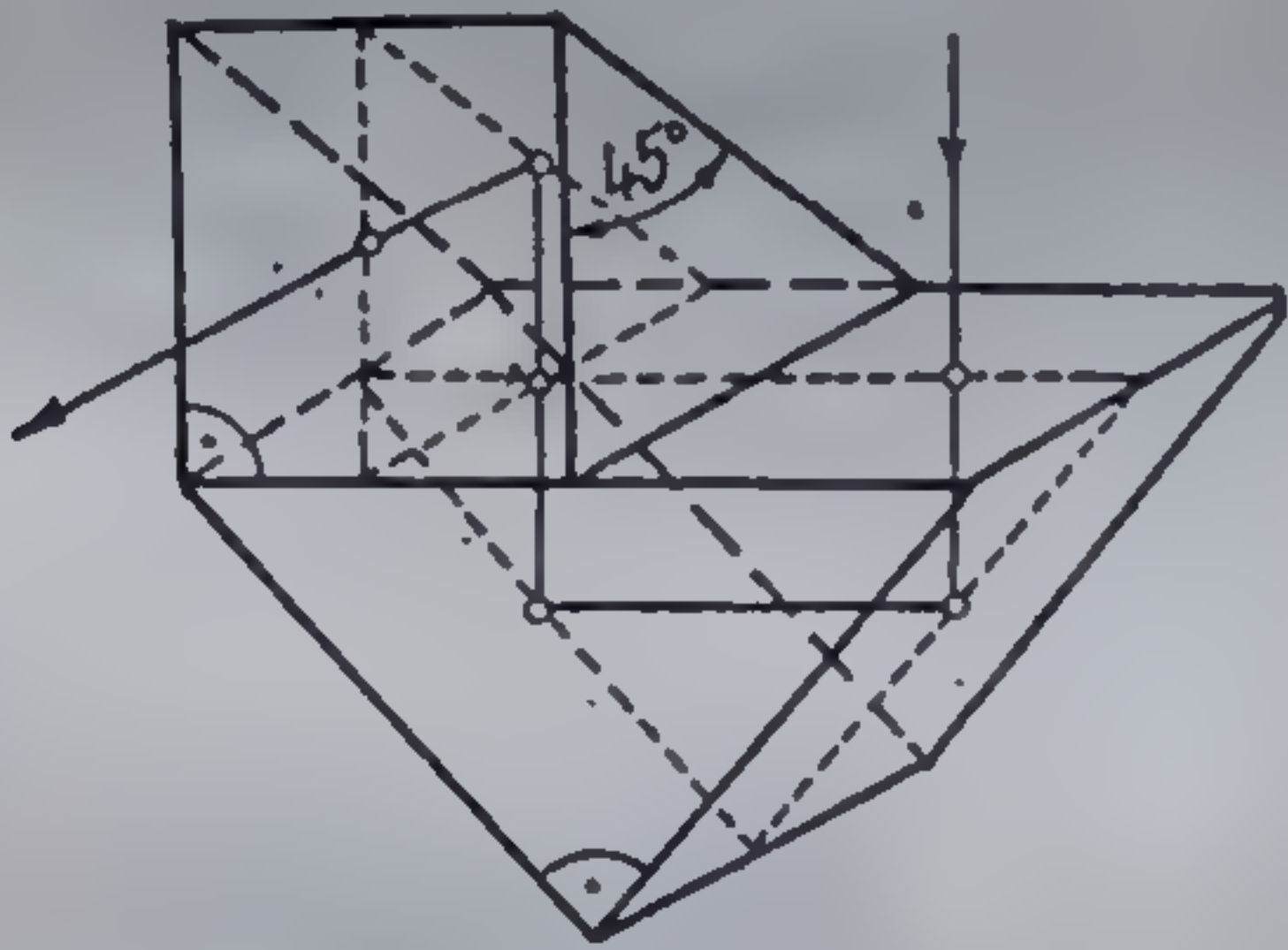
Tabelul 4.4. Sisteme prismatice cu destinații speciale

1. Porro I



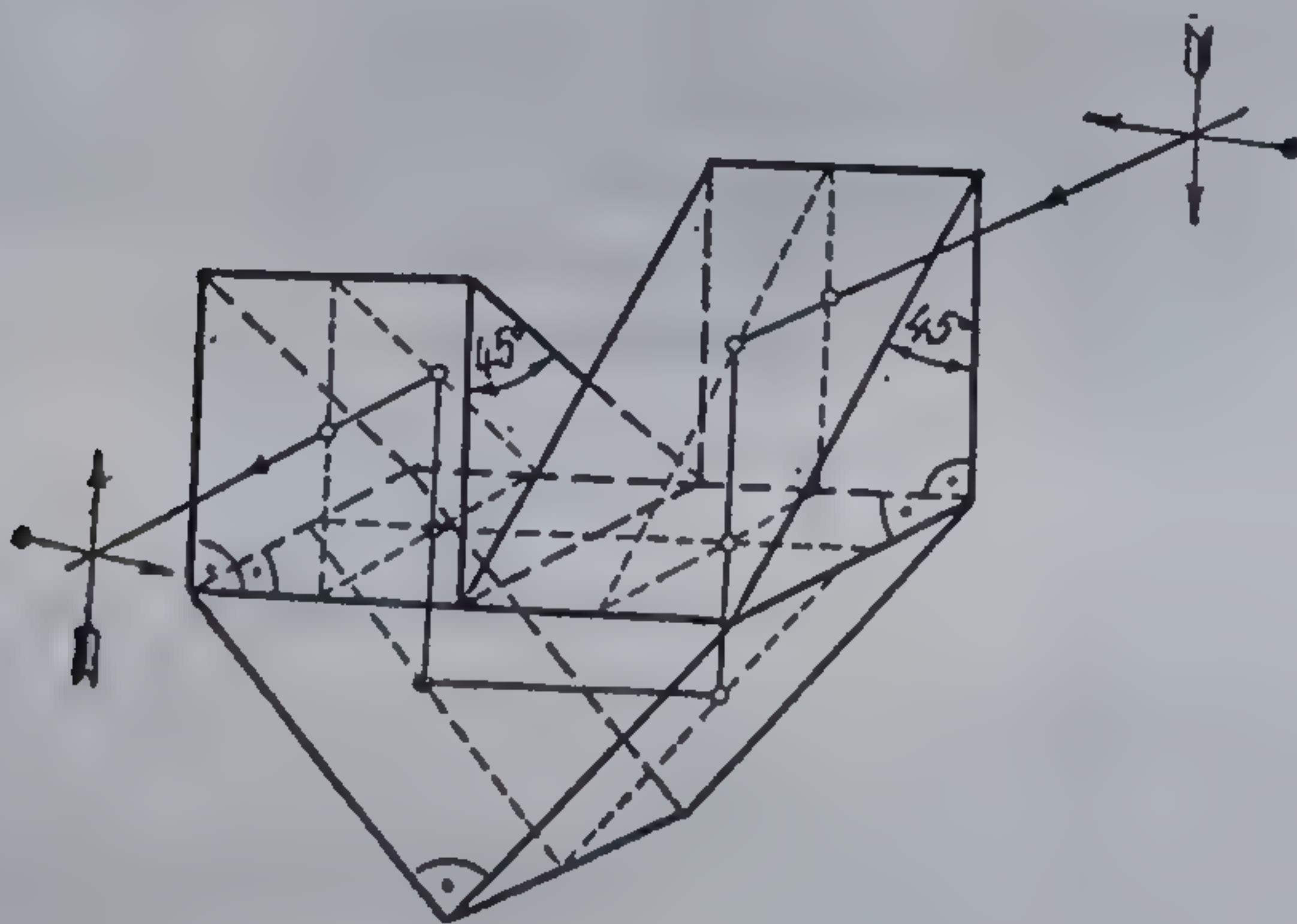
Sistemul deviază fasciculul cu $D = 0^\circ$, redresează imaginea (rotește cu 180°), deplasează axele, scurtează luneta (binoculul), mărește ecartul pupilar și odată cu acesta abscisa obiect. Pentru a înțelege funcționarea trebuie urmărite unghiurile σ în cercurile izogone

2. Porro II



Produce deplasarea axei și realizează redresarea în luneta foarfecă. Deviația $D = 180^\circ$

3. Porro III

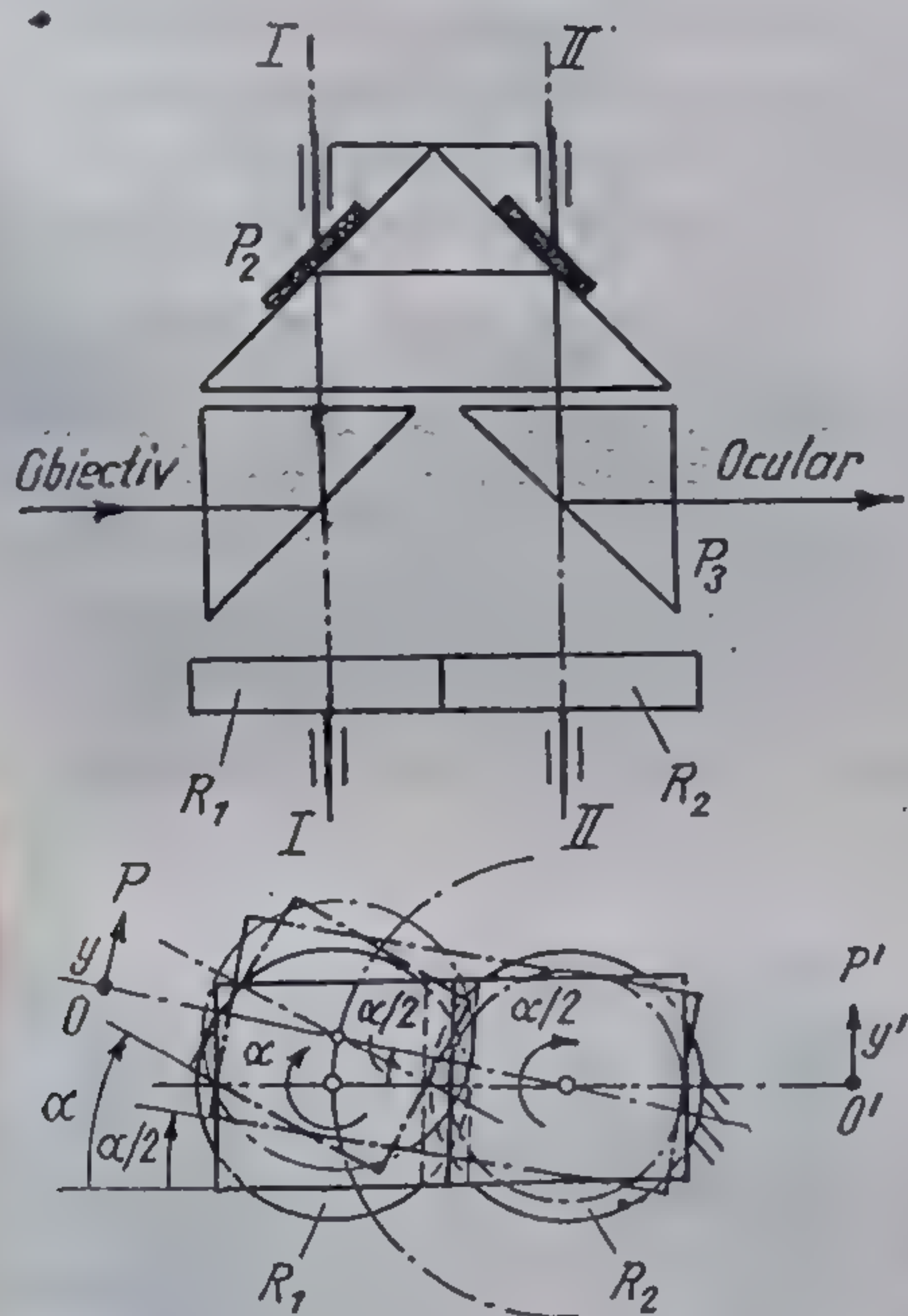


Redresează complet imaginea, deplasează axa optică (scurtind aparatul); deviația unghiulară $D = 0$

Tabelul 4.5. Sarniere optice

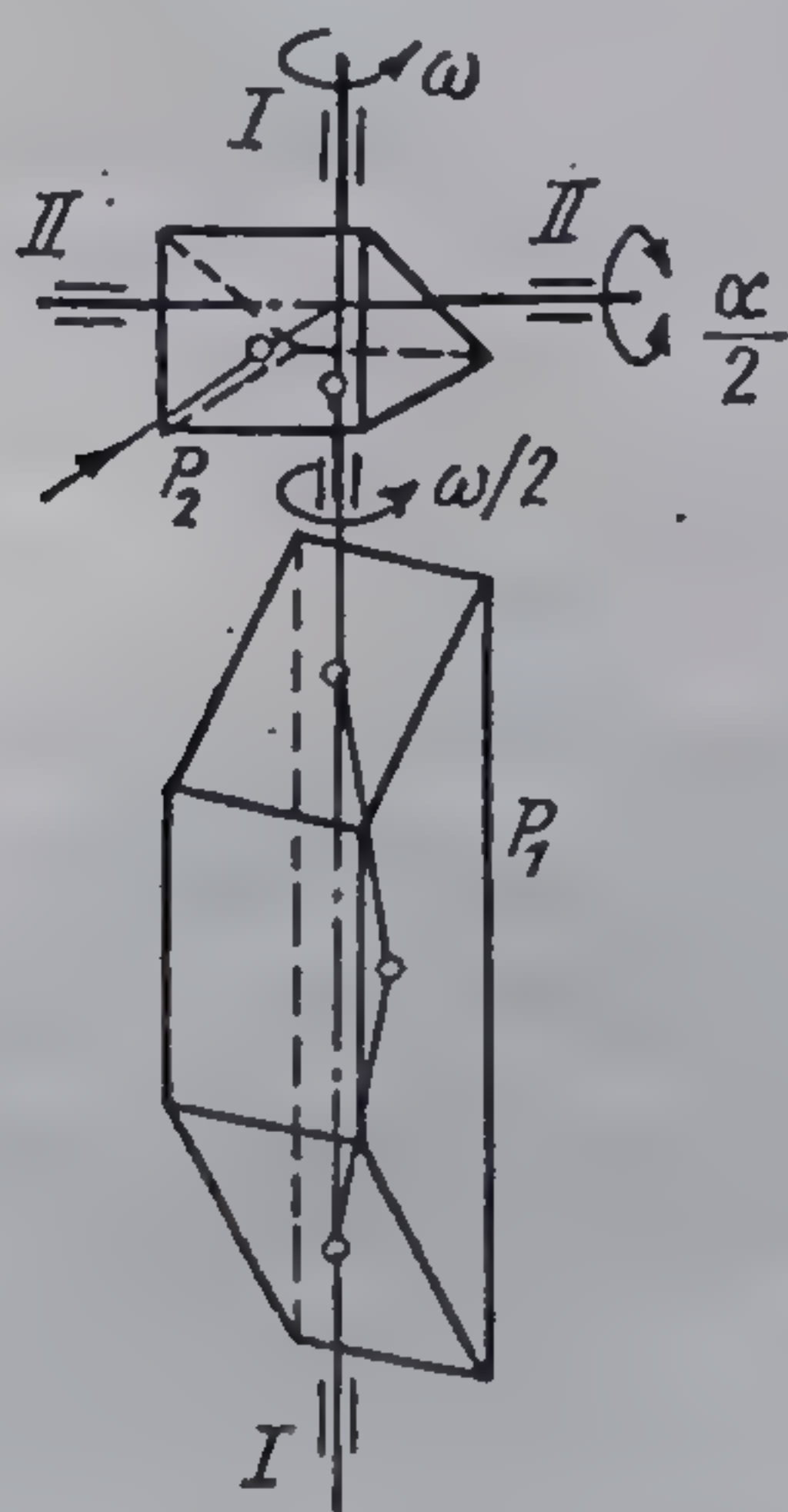
Sarniera optică este un sistem prismatic compensator care are rolul de a forma imaginea dată de un obiectiv mereu în planul focal obiect al ocularului fix, chiar și atunci când axele optice ale celor două sisteme lenticulare sînt înclinate una față de cealaltă.

1. Sarniera plană



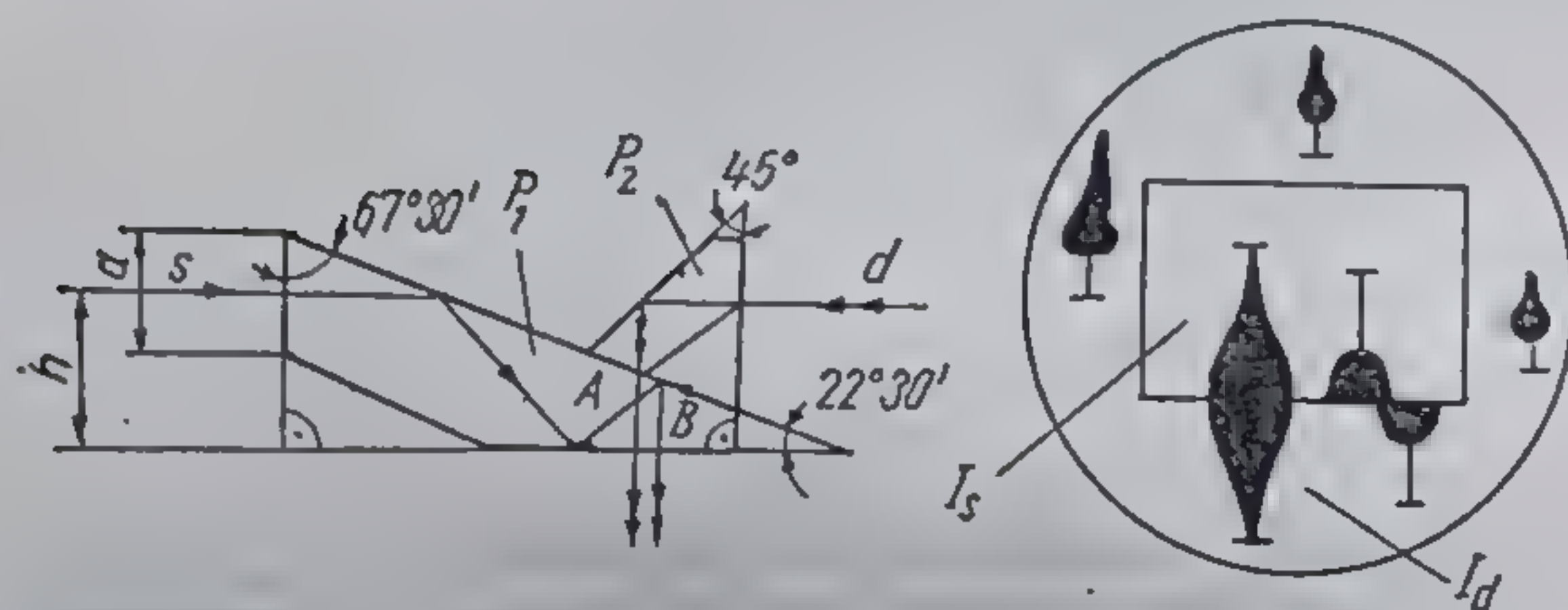
Este constituită din prisme P_1 , P_2 și P_3 care pot fi rotite astfel: Prisma P_1 , solidară cu sectorul dințat R_1 , se rotește cu unghiul α față de axa $I-I$ și cu unghiul $\alpha/2$ în raport cu axa $II-II$. Prisma P_2 se rotește cu unghiul $\alpha/2$ în jurul axei $II-II$. Prisma P_3 , solidară cu roata R_2 , este fixă. Cele patru suprafețe reflectante formează imaginea unui obiect, situat paralel cu muchia prisme, chiar și atunci când obiectivul se rotește împreună cu prismă P_1 . Sistemul se utilizează în construcția unor lunete speciale

2. Sarniera spațială



Este constituită dintr-o prismă Dove P_1 și una isoscel dreaptă P_2 . În timp ce prismă P_1 se rotește cu unghiul $\omega/2$ în jurul axei $I-I$, prismă P_2 se rotește în același sens cu unghiul ω în raport cu aceeași axă $I-I$ (mișcare dată de un mecanism diferențial). Prisma P_2 poate fi rotită și în jurul axei $II-II$. În acest mod sarniera spațială permite ca cu lunetele panoramice și cu periscopele să poată fi observate obiecte situate într-un câmp orizontal de 360° , fără ca observatorul să-și schimbe poziția

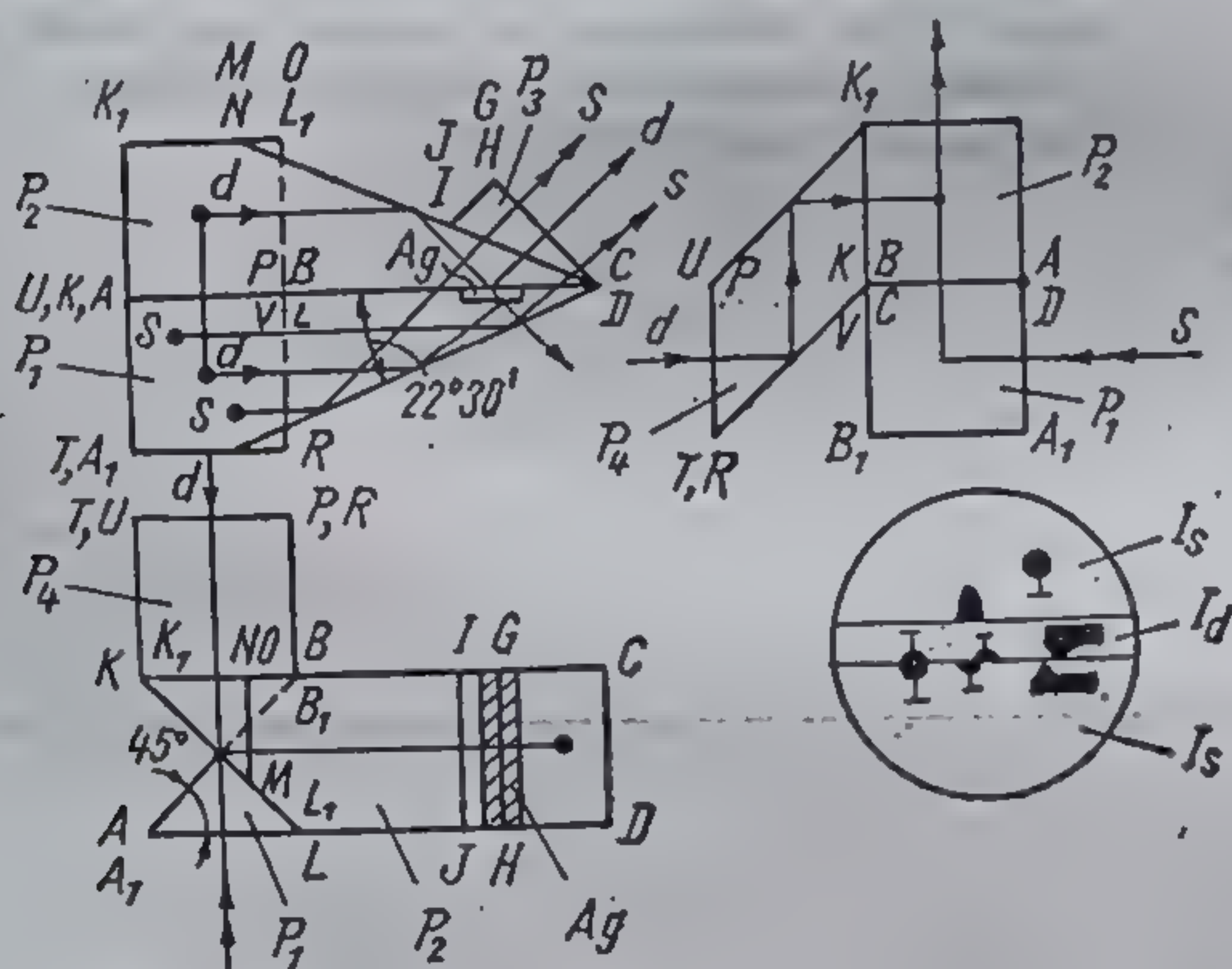
Tabelul 4.6. Punți telemetrice



Pentru suprapunerea câmpurilor vizuale a două lunete ce alcătuiesc un aparat, spre exemplu un telemetru, se folosesc sisteme prismatice numite punți telemetrice. Acestea realizează: devierea axelor optice, inversarea unei imagini sau divizarea câmpului imagine (din planul focal obiect al ocularului)

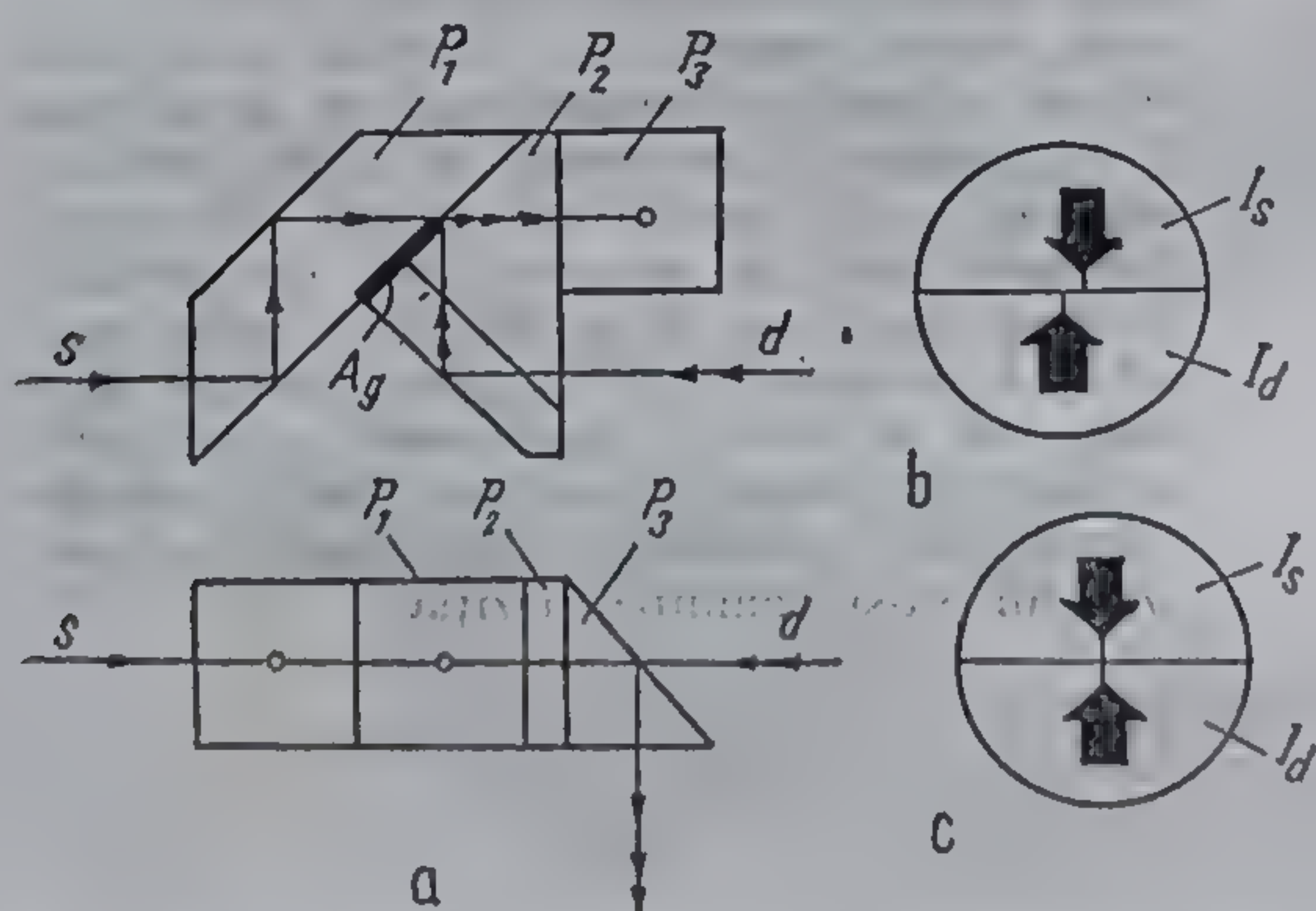
Este alcătuită din două prisme P_1 și P_2 . Zona AB a prisme P_1 este metalizată (oglină) și reflectă lumina provenită de la luneta din stînga, astfel încît, în planul imaginii I_d dată de luneta dreaptă se află o suprafață dreptunghiulară în care se formează imaginea inversată I_s dată de luneta stîngă.

Drumul geometric prin prismă este $d = (h + a/2) \operatorname{tg} 22^\circ 30' = 1,732 a$



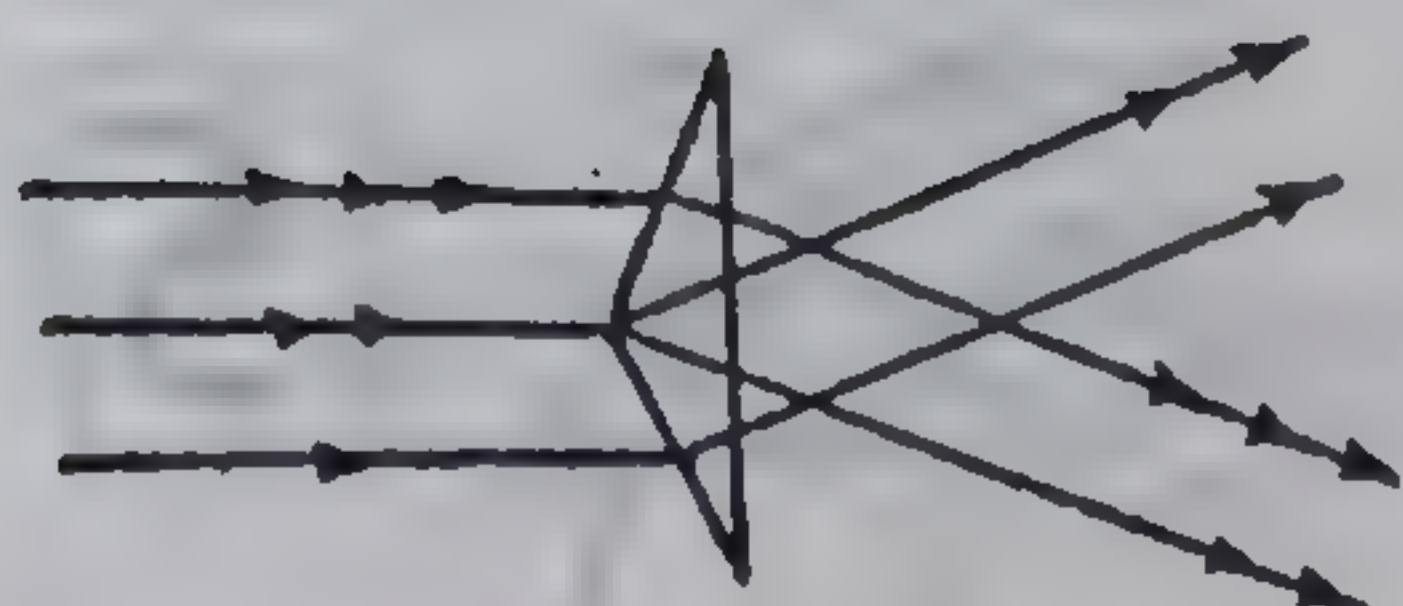
Sistemul este constituit din patru prisme:

Prisme P_1 ($ABCD$, A_1B_1) și P_2 ($KLDCK_1L_1$) sînt lipite pe suprafața $MNCD$. Zona hașurată este metalizată sau adîncită pe suprafața prisme P_2 . În acest mod, în câmpul vizual apare o bandă formată din raze provenite de la prisma P_2 . Celelalte două prisme sînt: P_3 ($GHDCIJ$) și P_4 ($K_1OV KUPRT$)

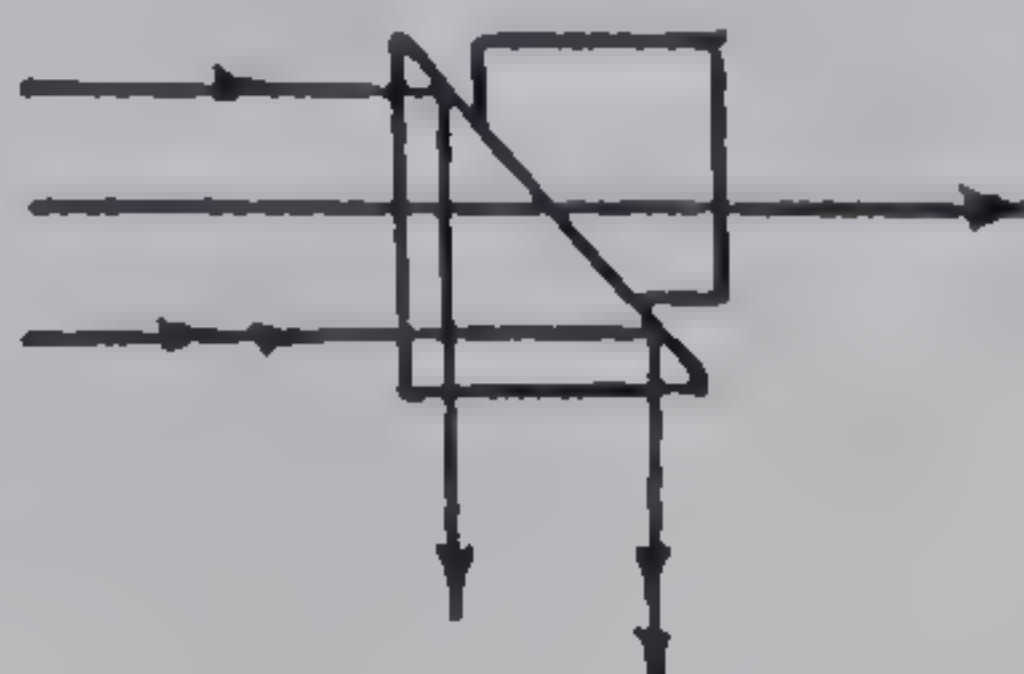


Sistemul este constituit din prismele P_1 , P_2 și P_3 . Imaginea dată de luneta din stînga este redresată în planul vertical. Poziționarea obiectului este corectă atunci cînd cele două imagini sînt aduse în coincidență cu ajutorul compensatorului telemetric

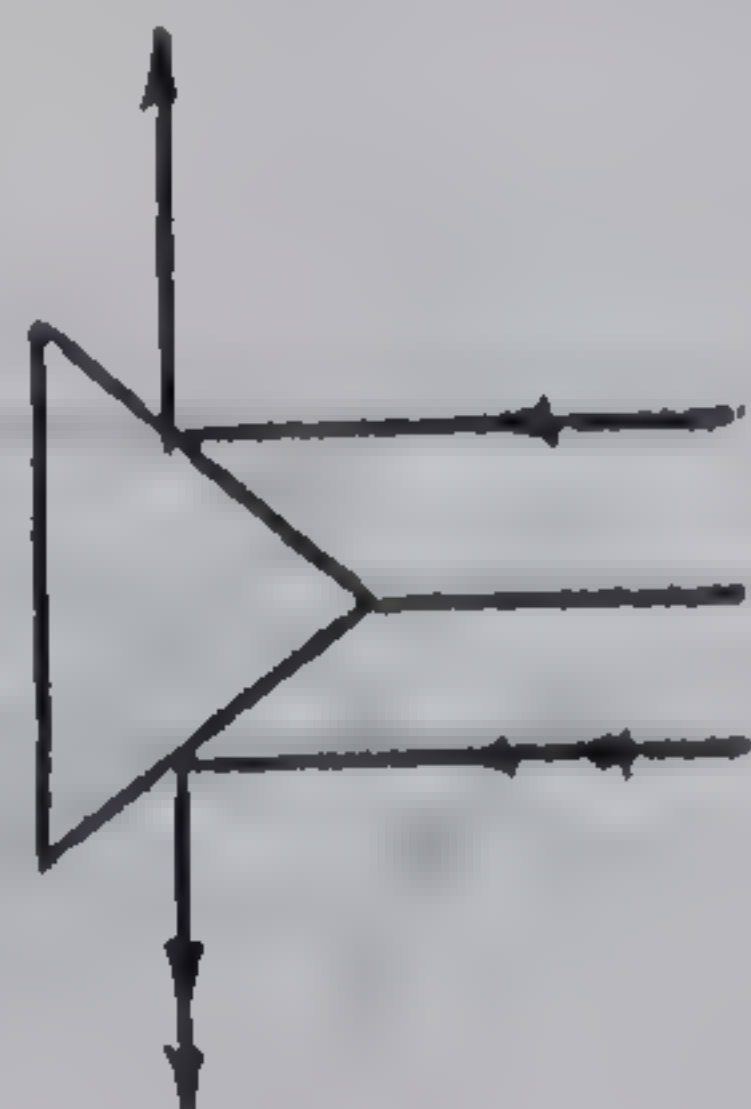
Tabelul 4.7. Prisme și sisteme prismatice pentru divizarea fasciculelor



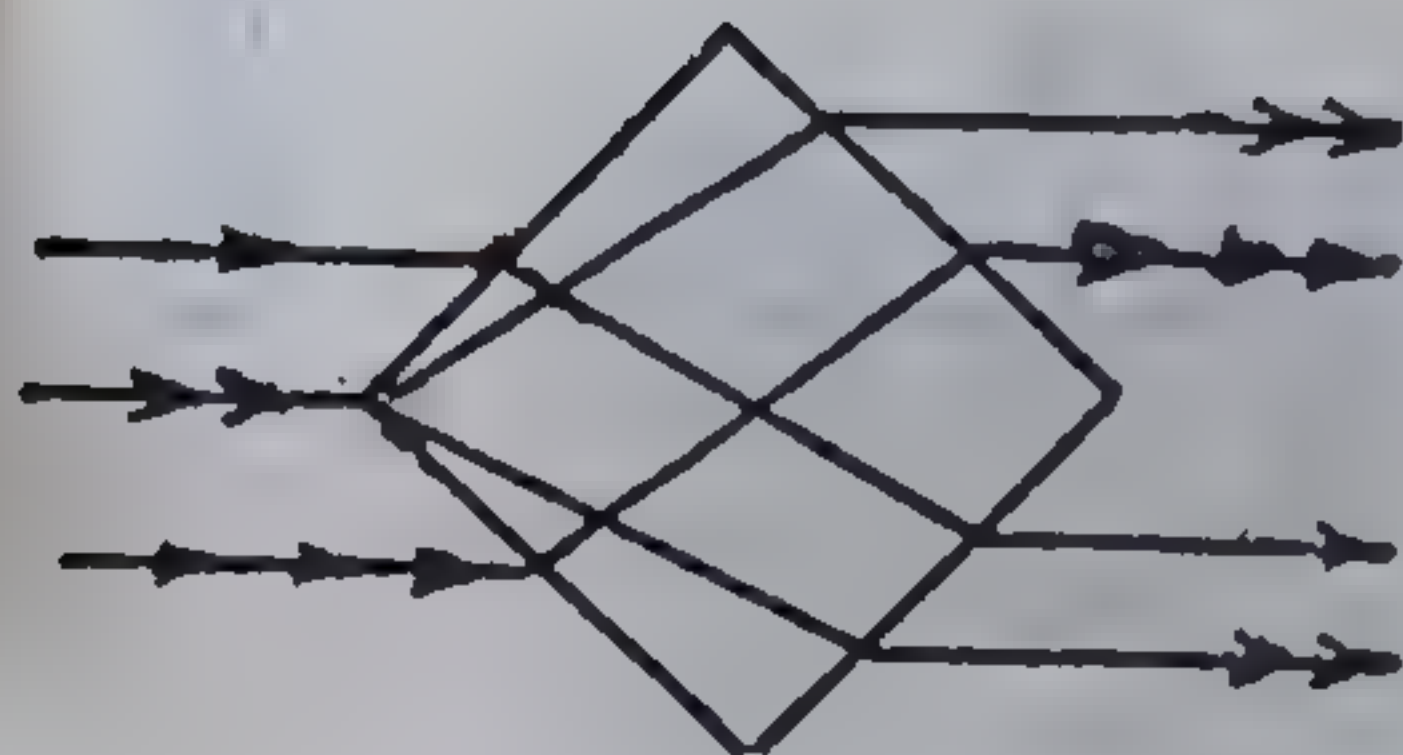
1



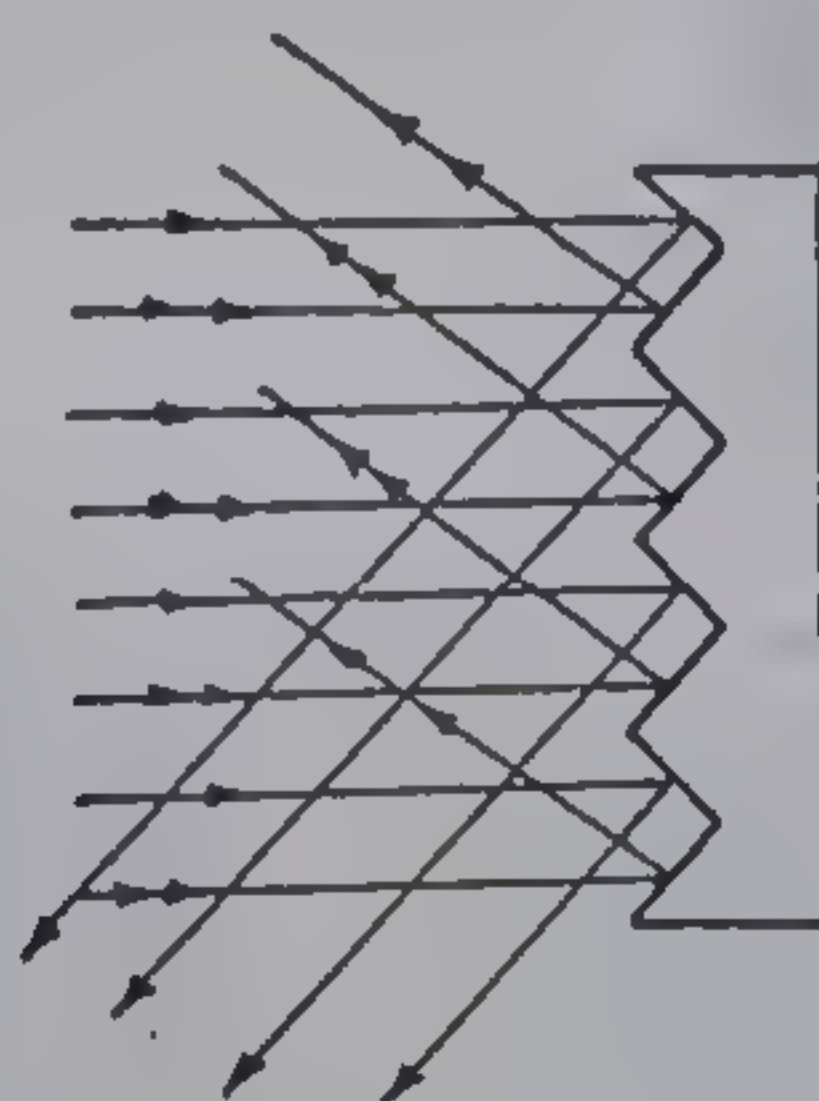
2



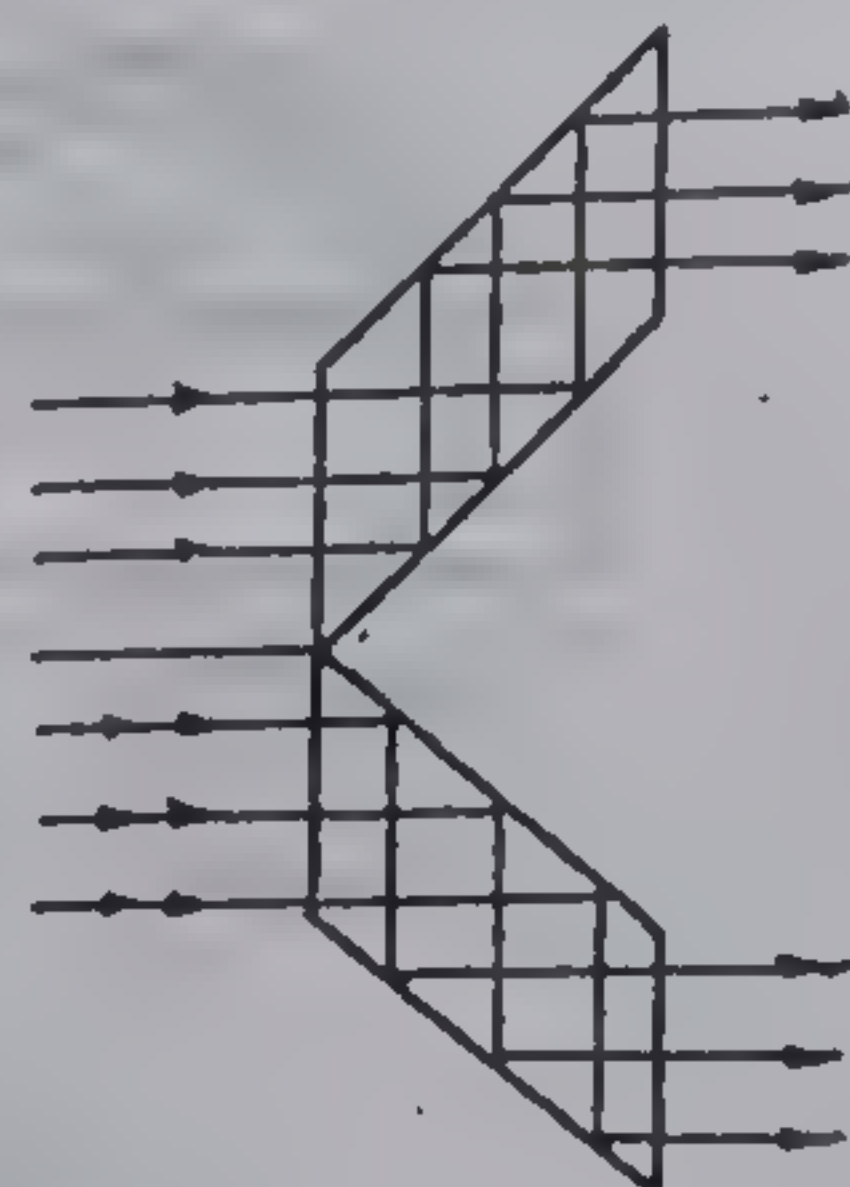
3



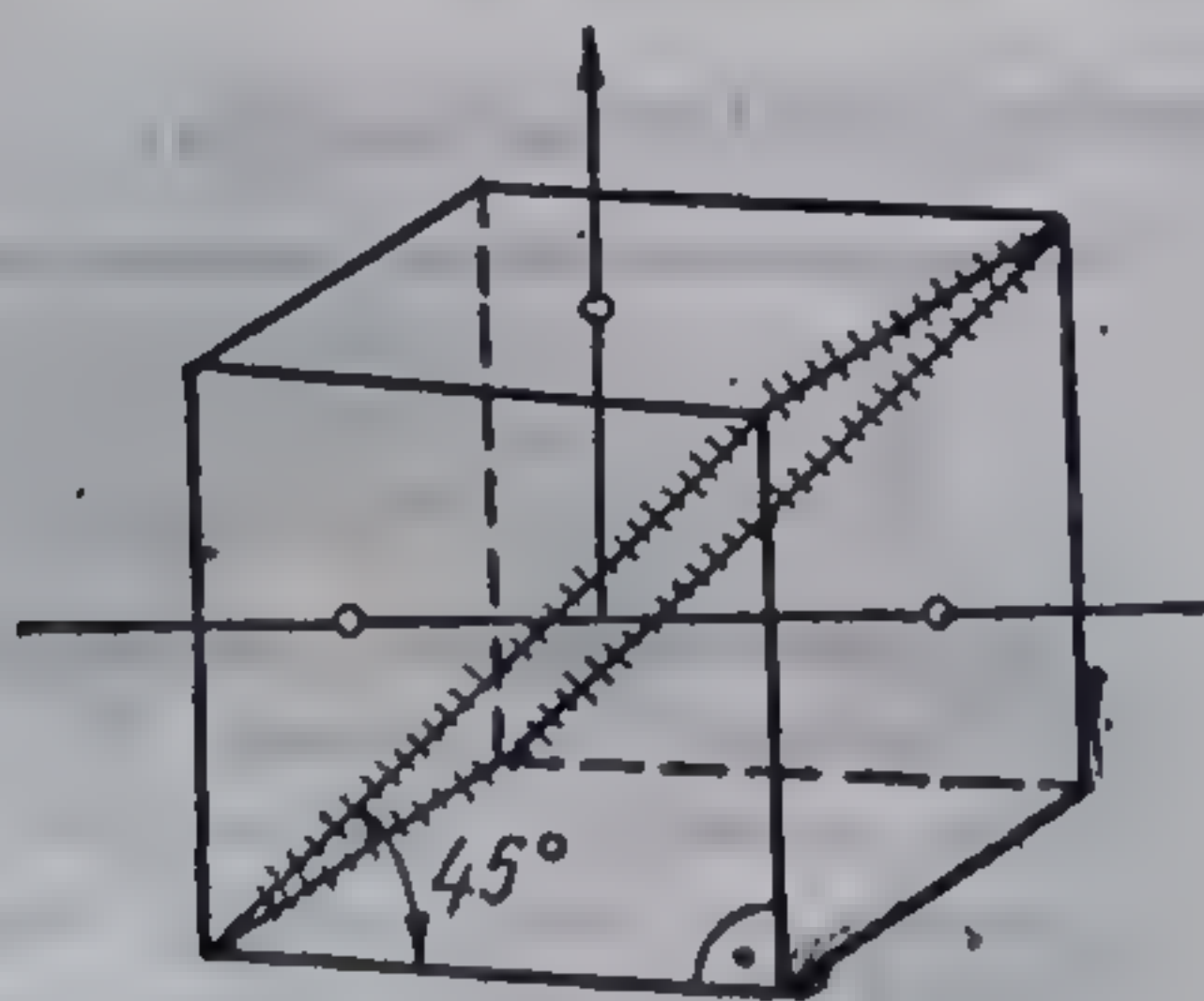
4



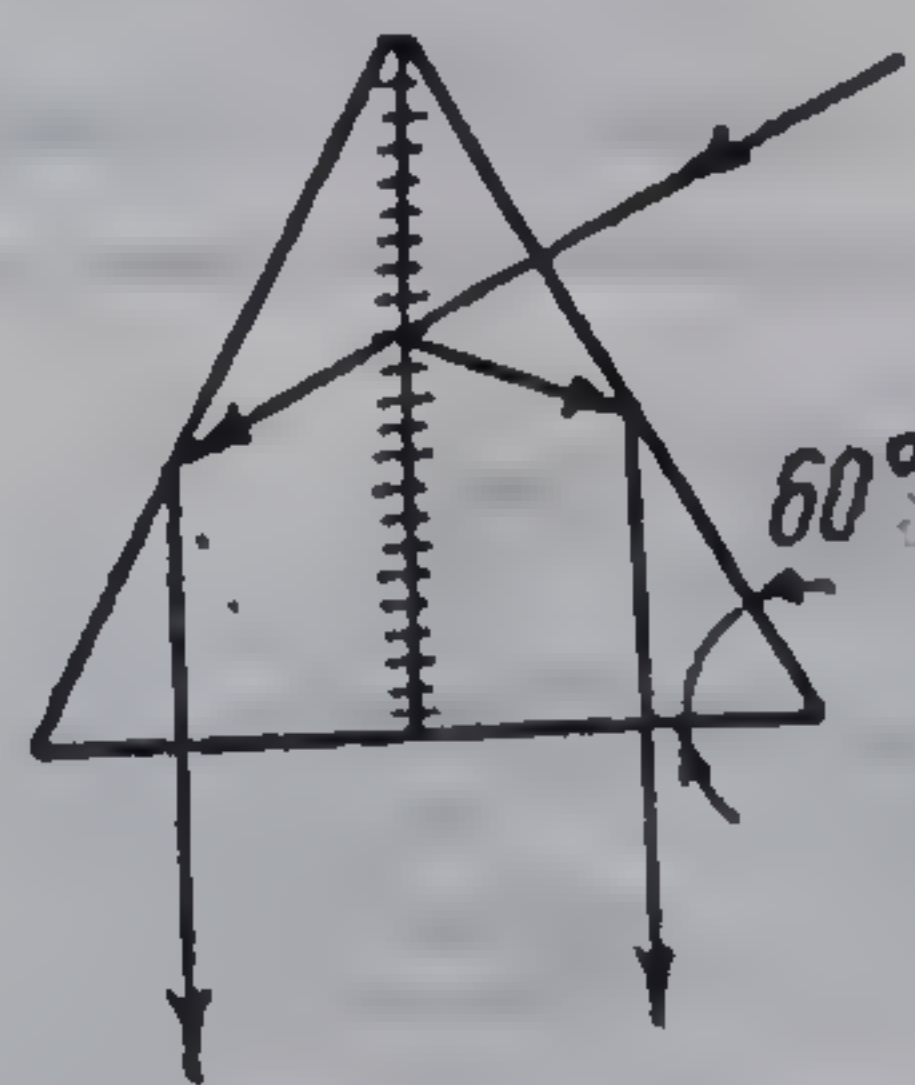
5



6



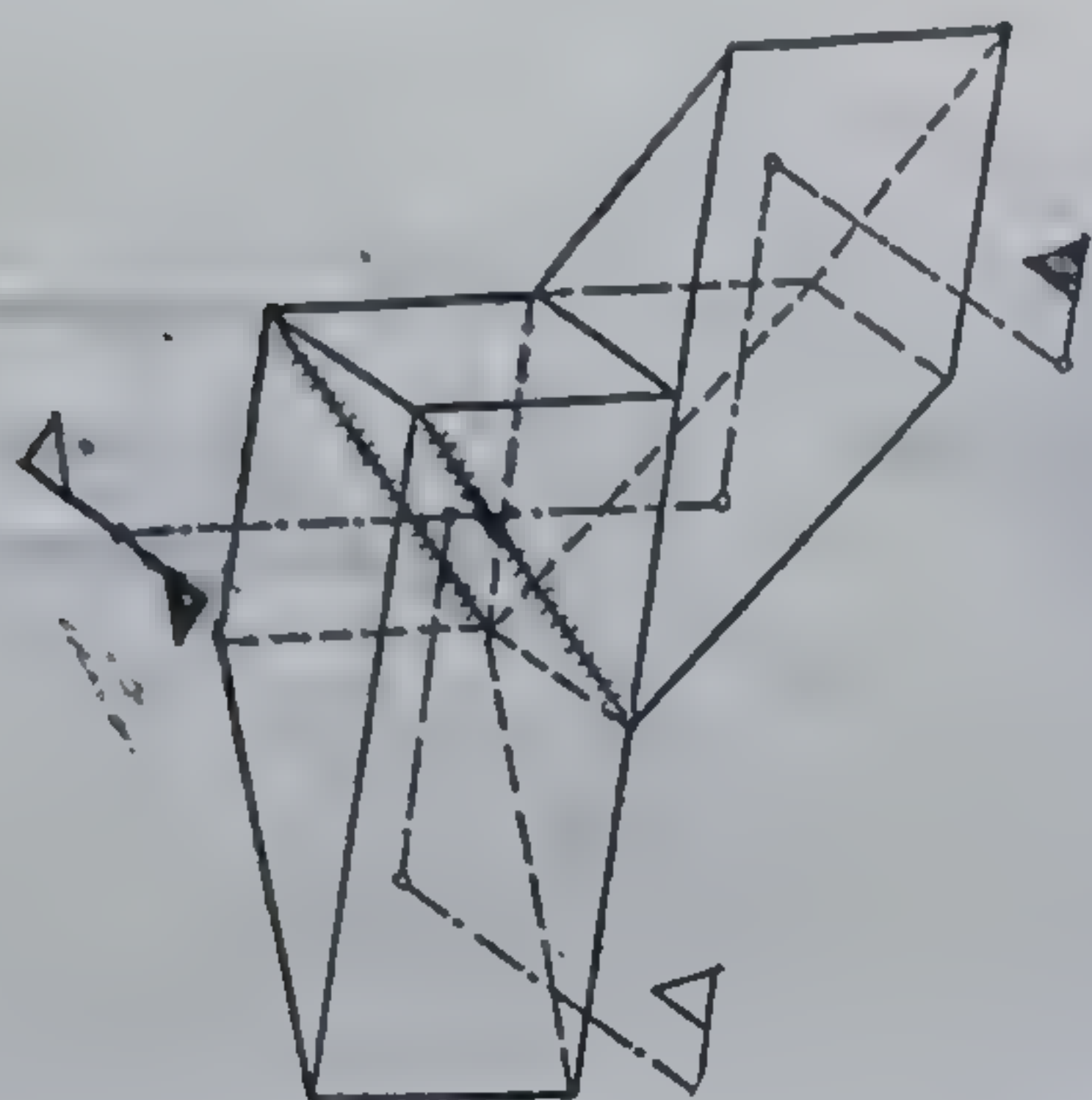
7



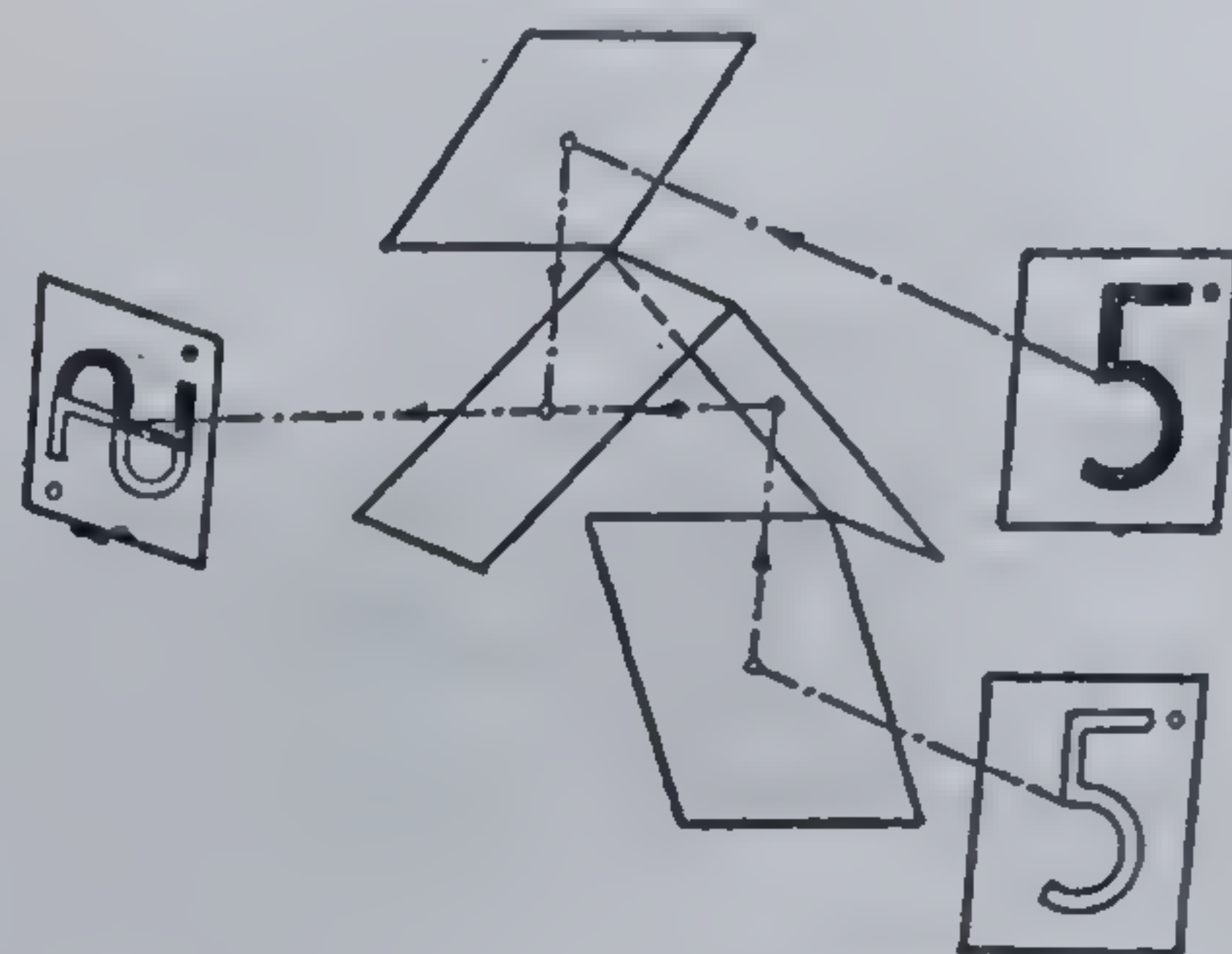
8

Tabelul 4.8. Sisteme prismatice pentru reunirea fasciculelor

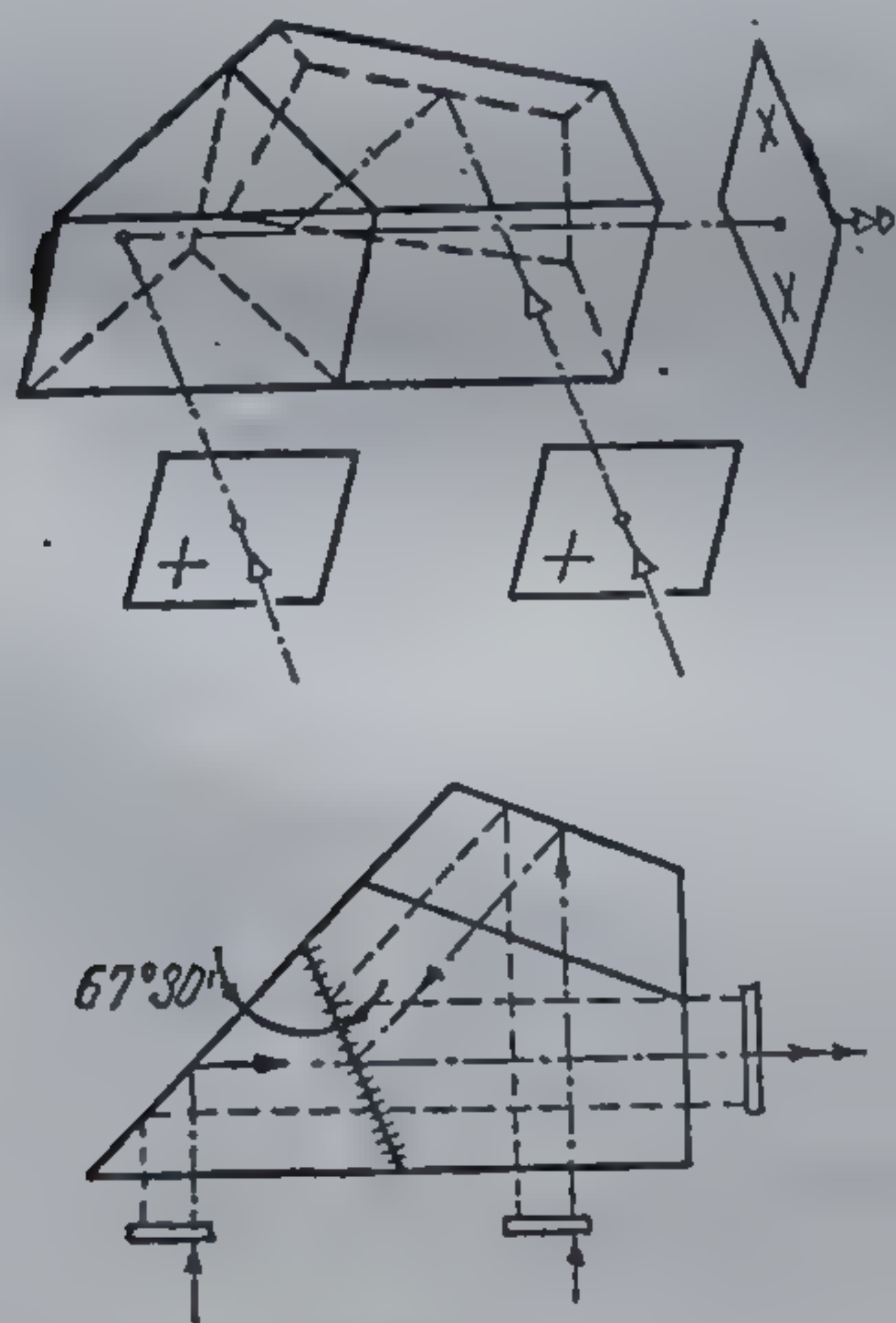
1. Sinopterul în cruce



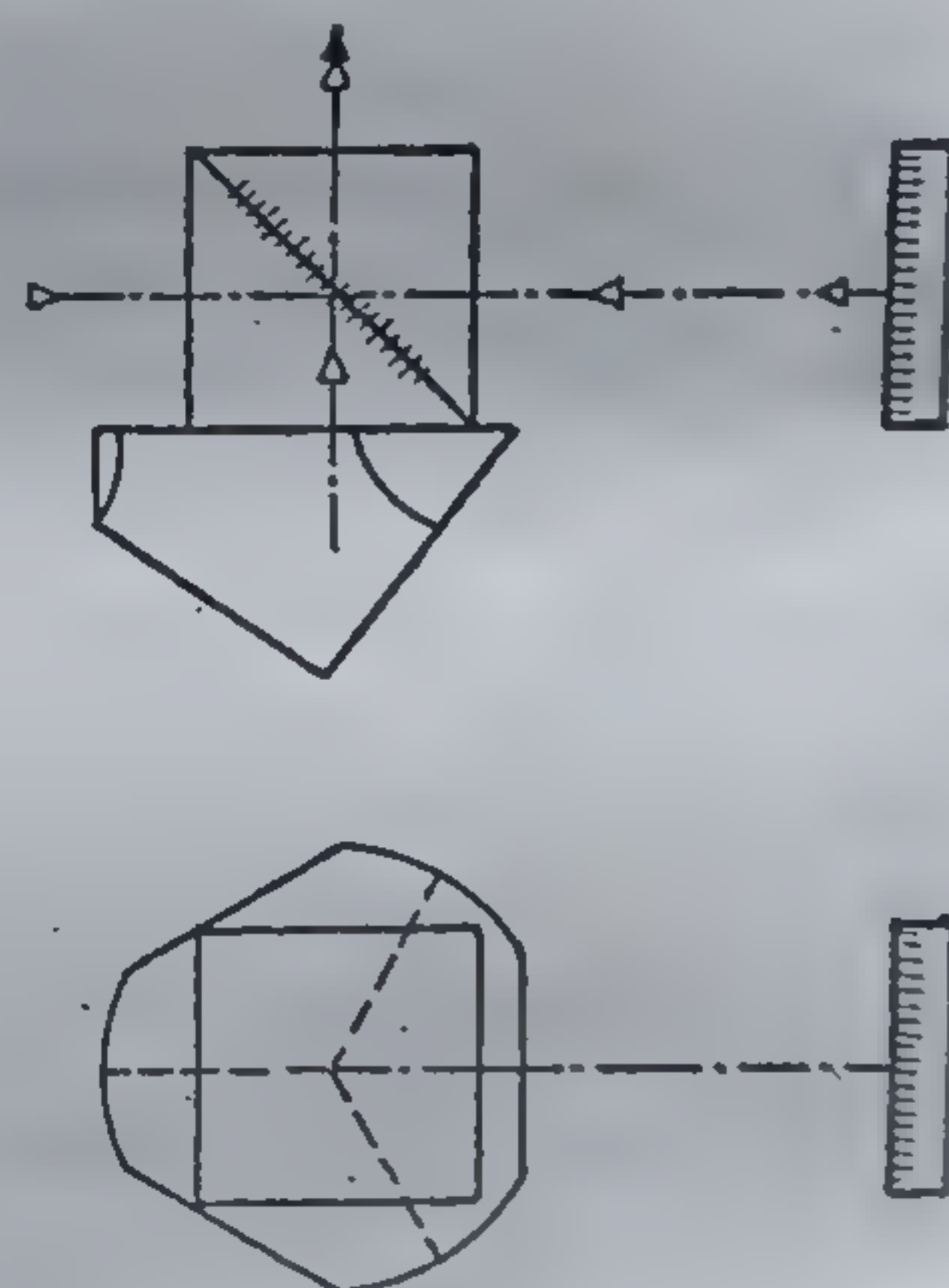
2. Sinopterul alcătuit din oglinzi plane



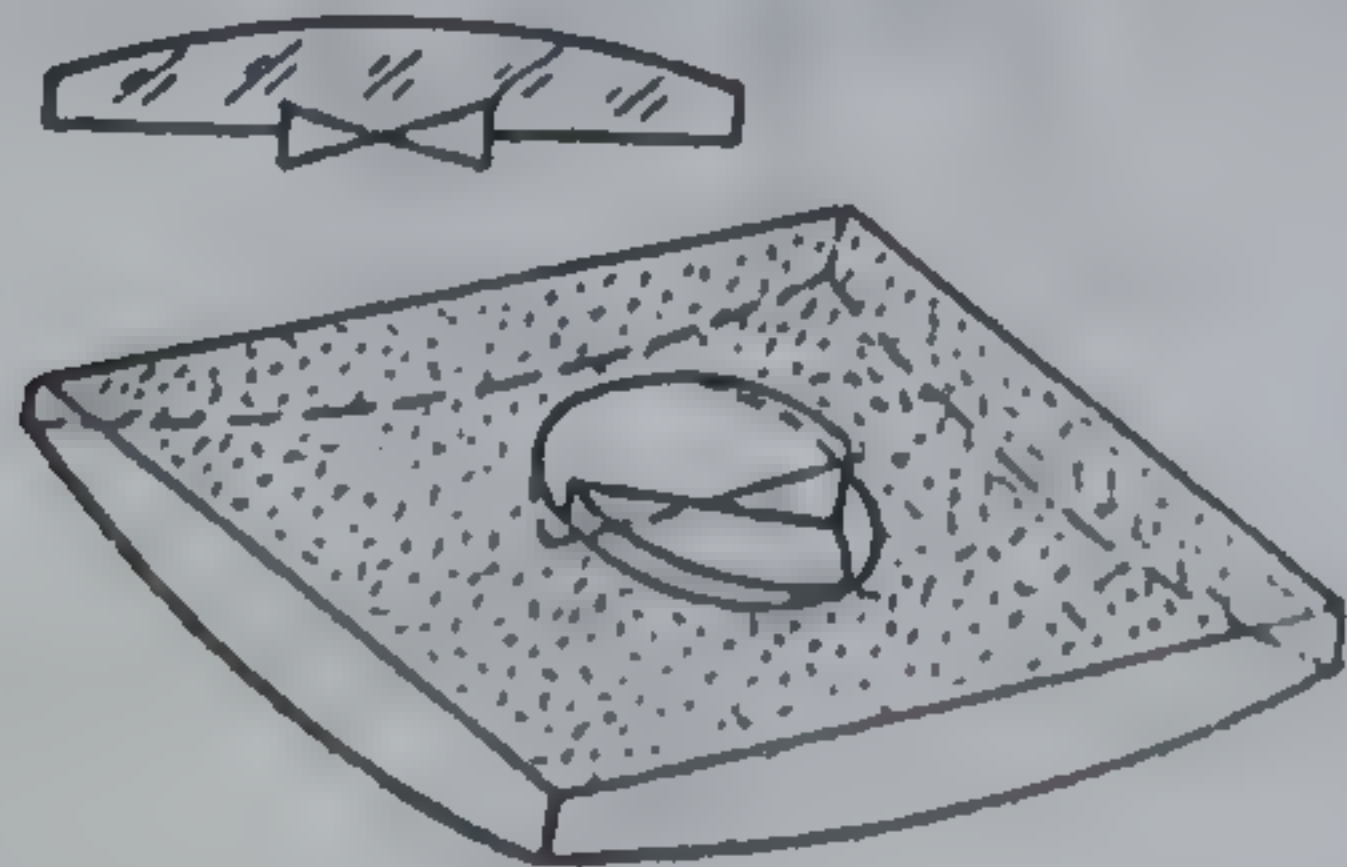
3. Pentasinopterul



4. Sistemul Mandler

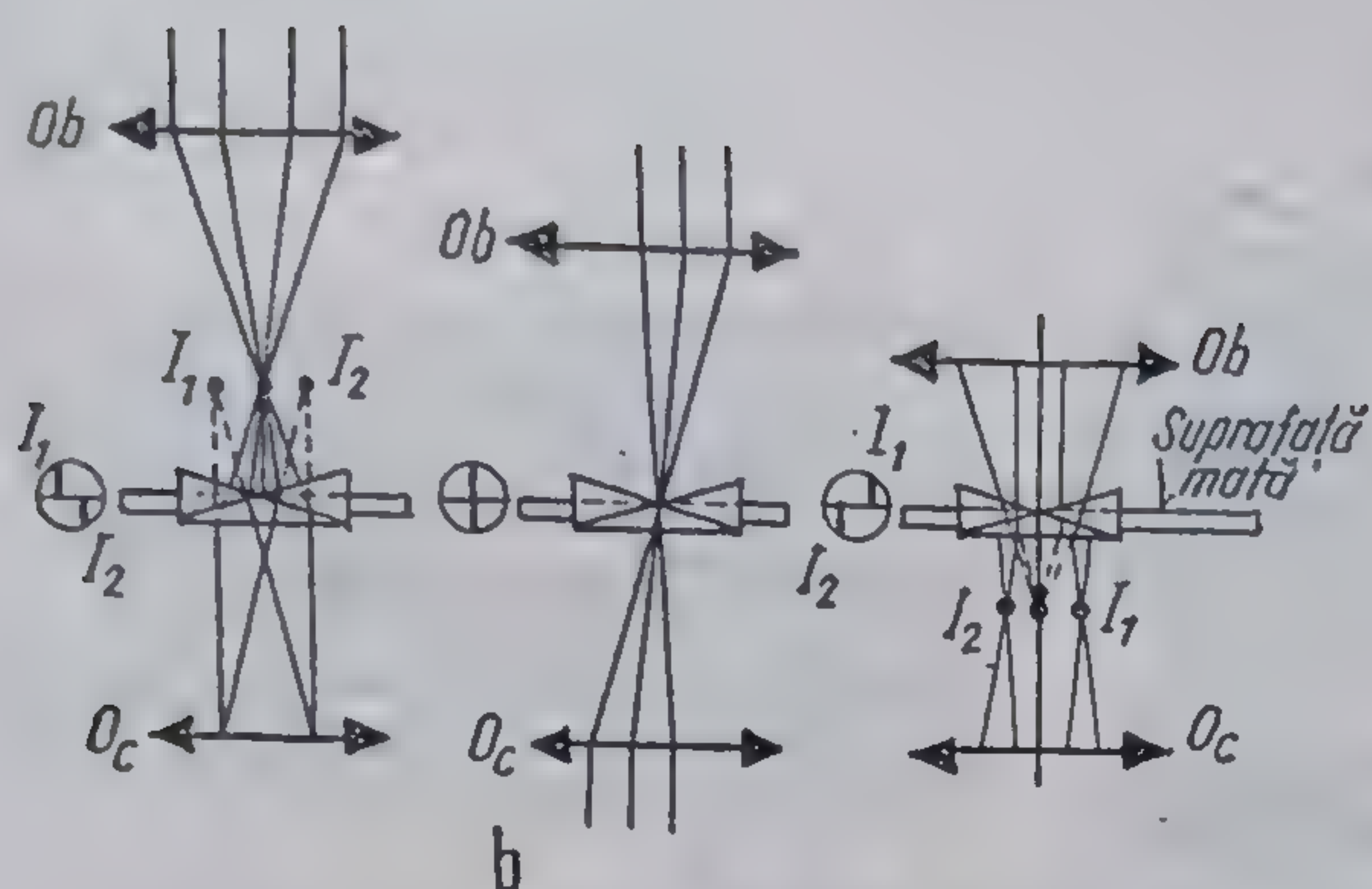


Tabelul 4.9. Sisteme prismatice pentru dedublarea imaginii

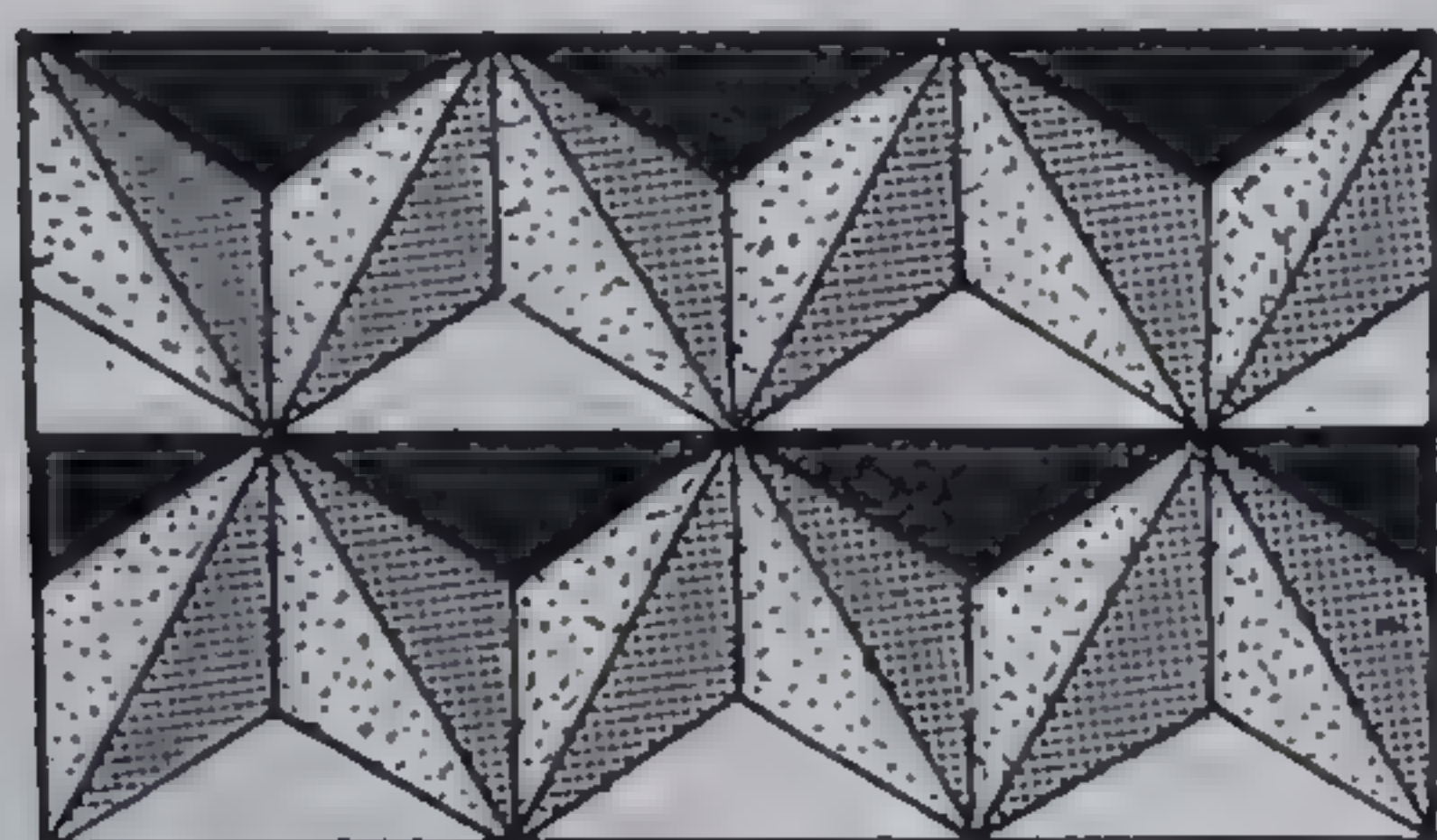


a

Sistemul folosit la aparatele fotografice „Praktica”, alcătuit din două prisme cu muchii refractante opuse, servește la poziționarea imaginii în aparatul fotografic, fiind materializat în centrul lentilei de câmp a vizorului (fig. 1. a). Un obiect liniar apare con-

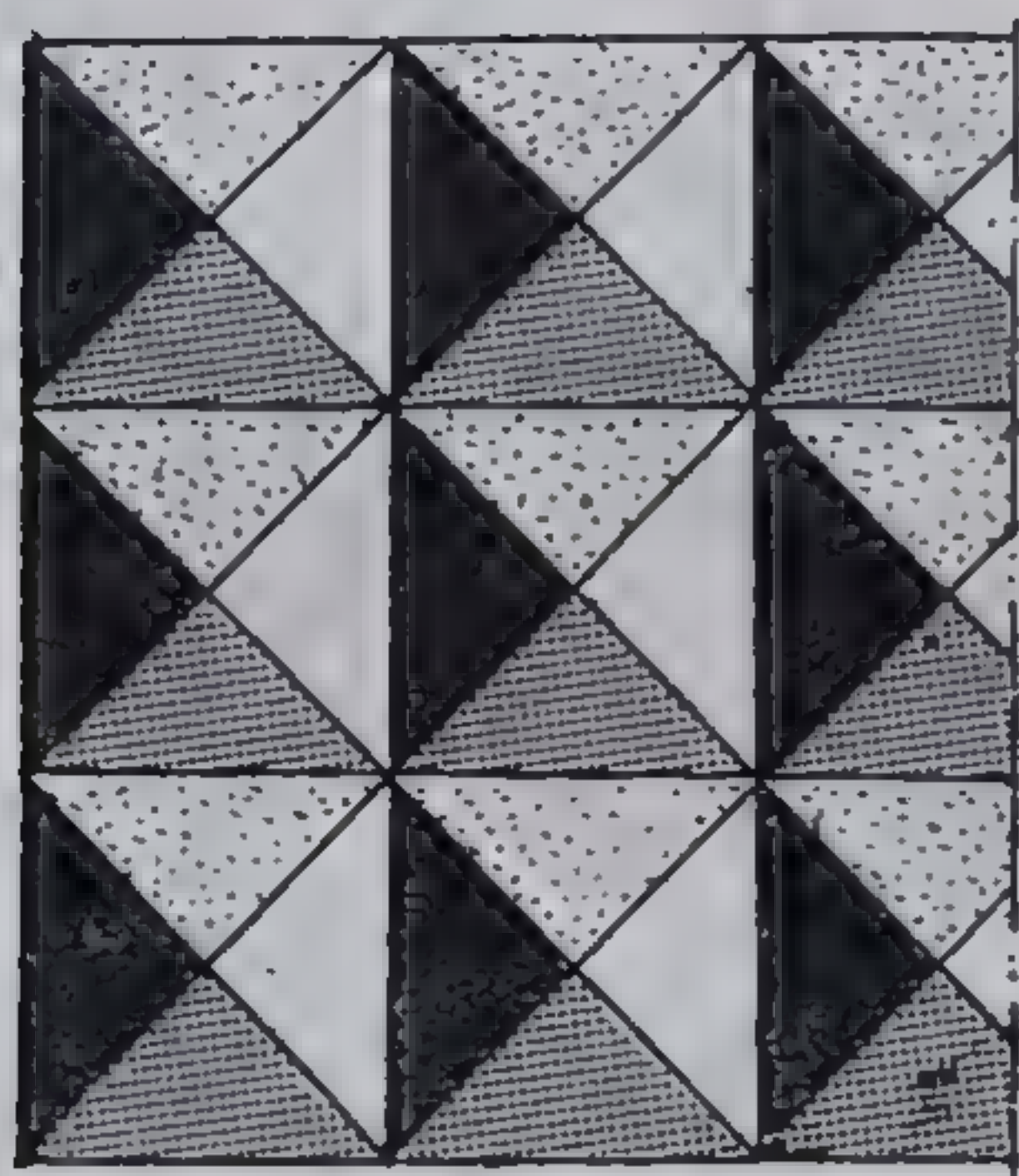


stituit din două părți deplasate una față de cealaltă (fig. 1, b), atunci când imaginea subiectului nu se formează pe film.



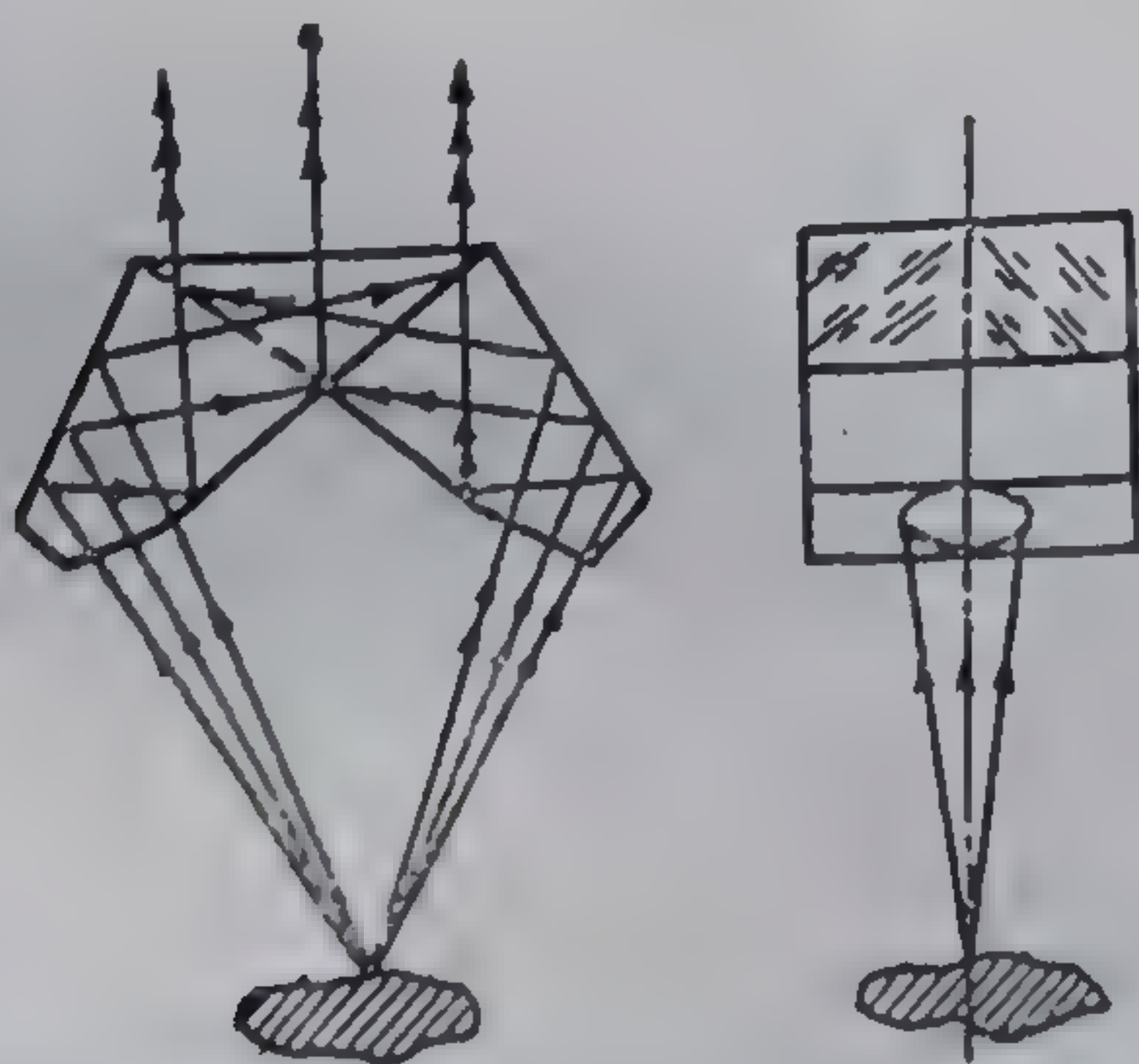
a

Dacă în locul celor două prisme de pe lentila de câmp se execută o suprafață (raster), alcătuită dintr-o mulțime de microprisme colț de cub (fig. 2. a) sau

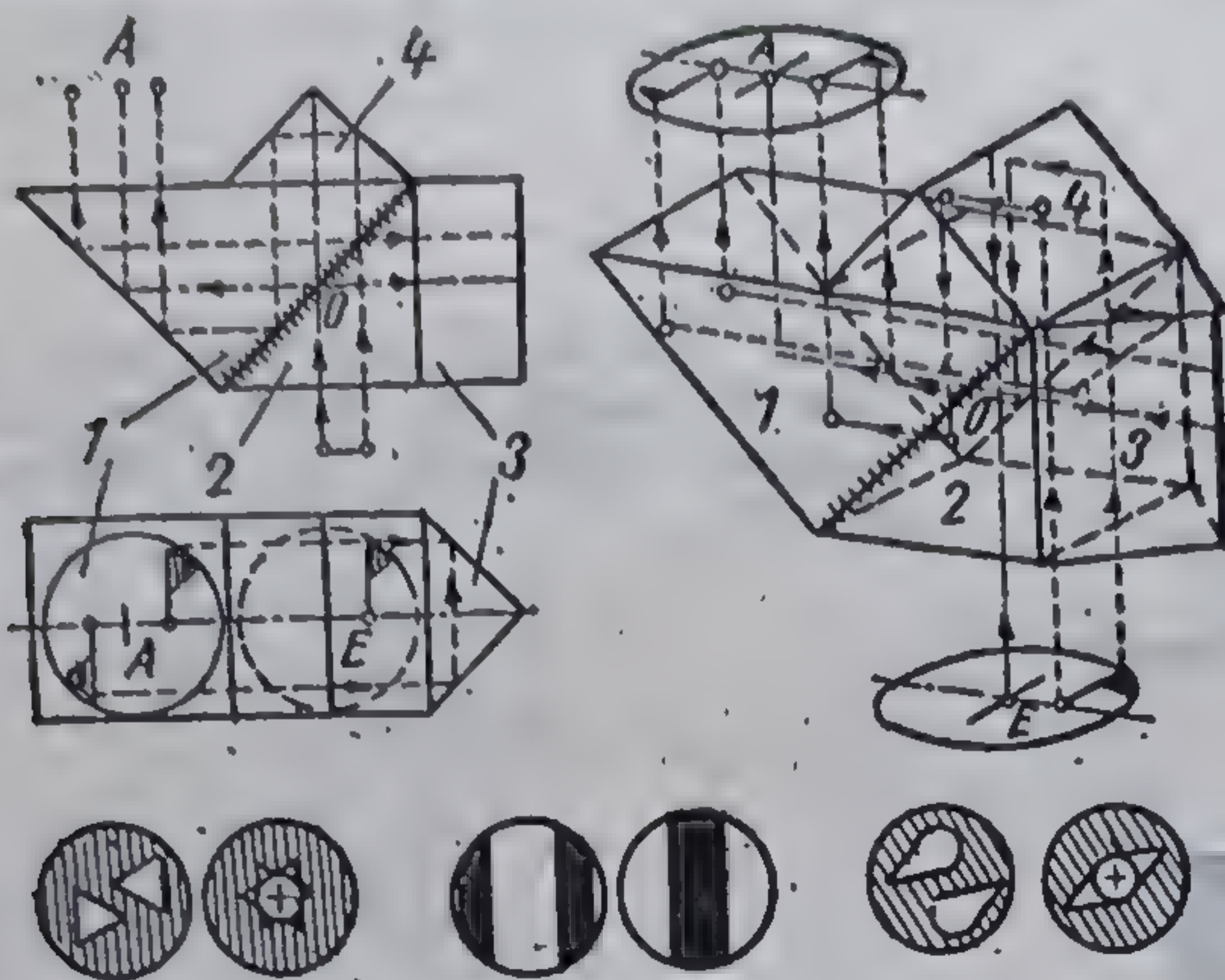


b

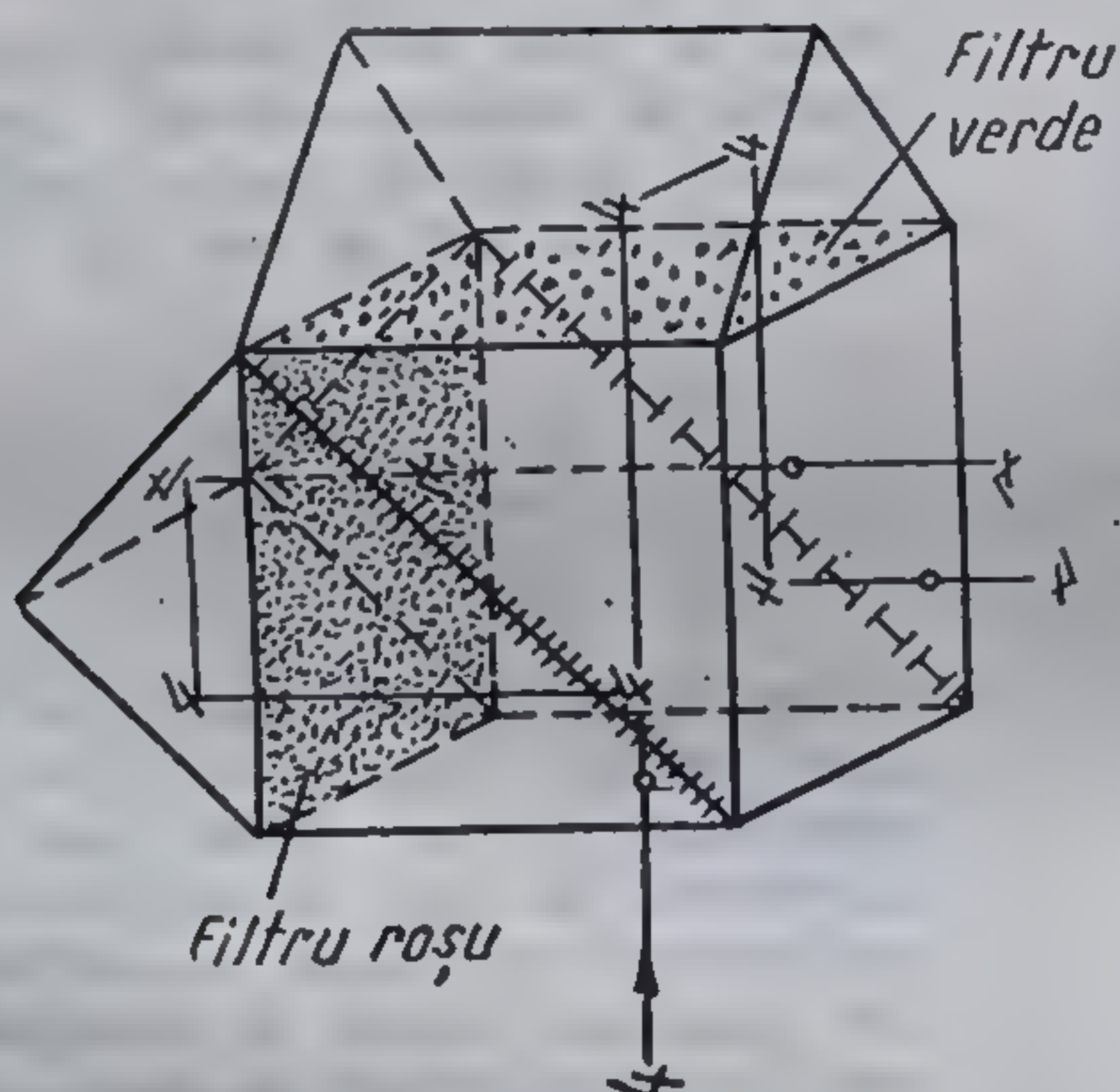
piramidale (fig. 2, b), situate cu colțurile spre obiectiv, fiecare față va reflecta fasciculul și deci acesta este divizat geometric în trei și respectiv patru părți care se suprapun cu cele reflectate de prismele vecine și imaginea este total neclară. Când imaginea dată de obiectiv se formează în planul vîrfurilor microprismelor imaginea apare total clară (v. aparatul fotografic „Leicaflex SL”).



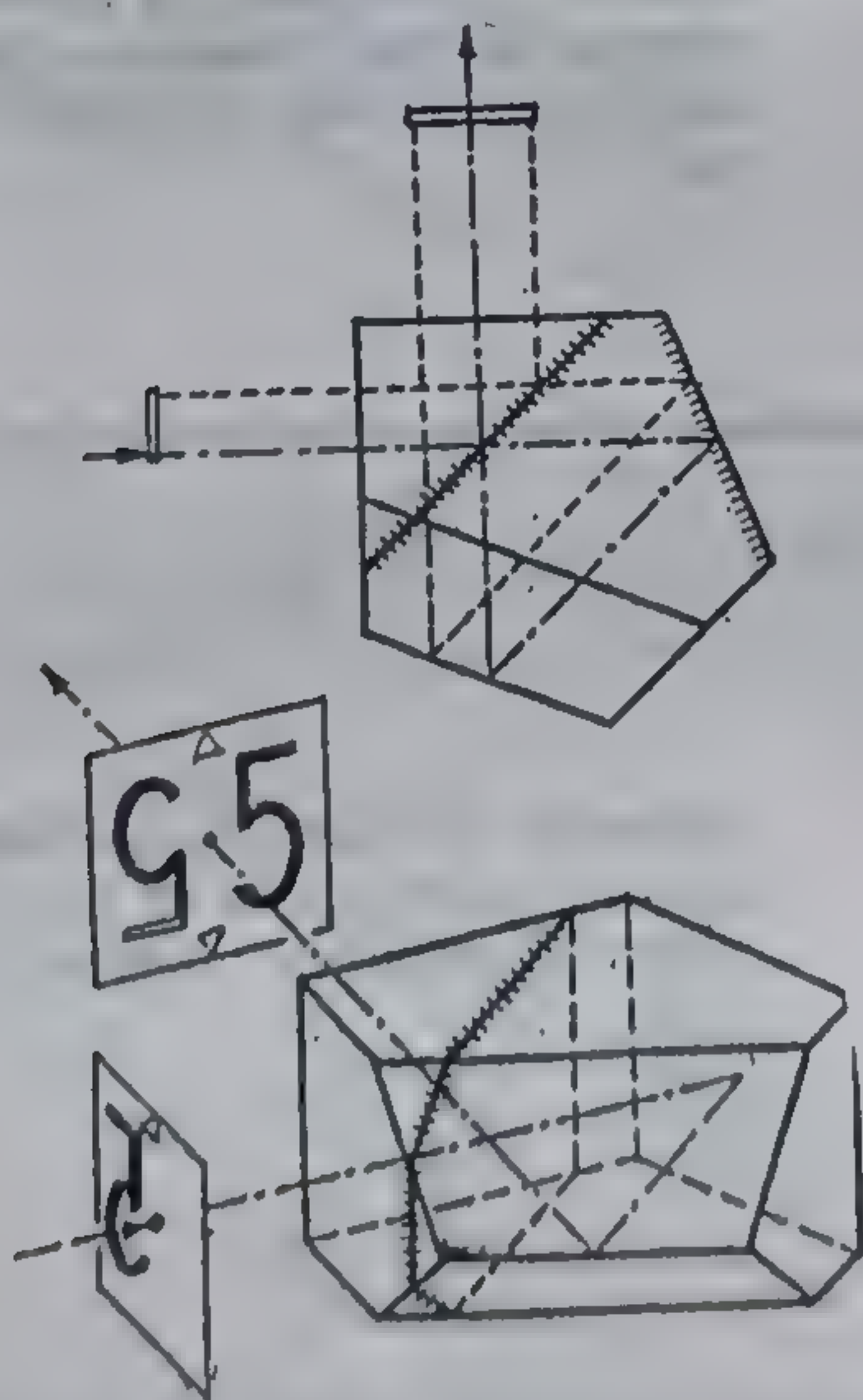
Sistemul servește la dedublarea imaginii în microscopul de poziționare prin palparea optică a măsurandului (firma SIP)



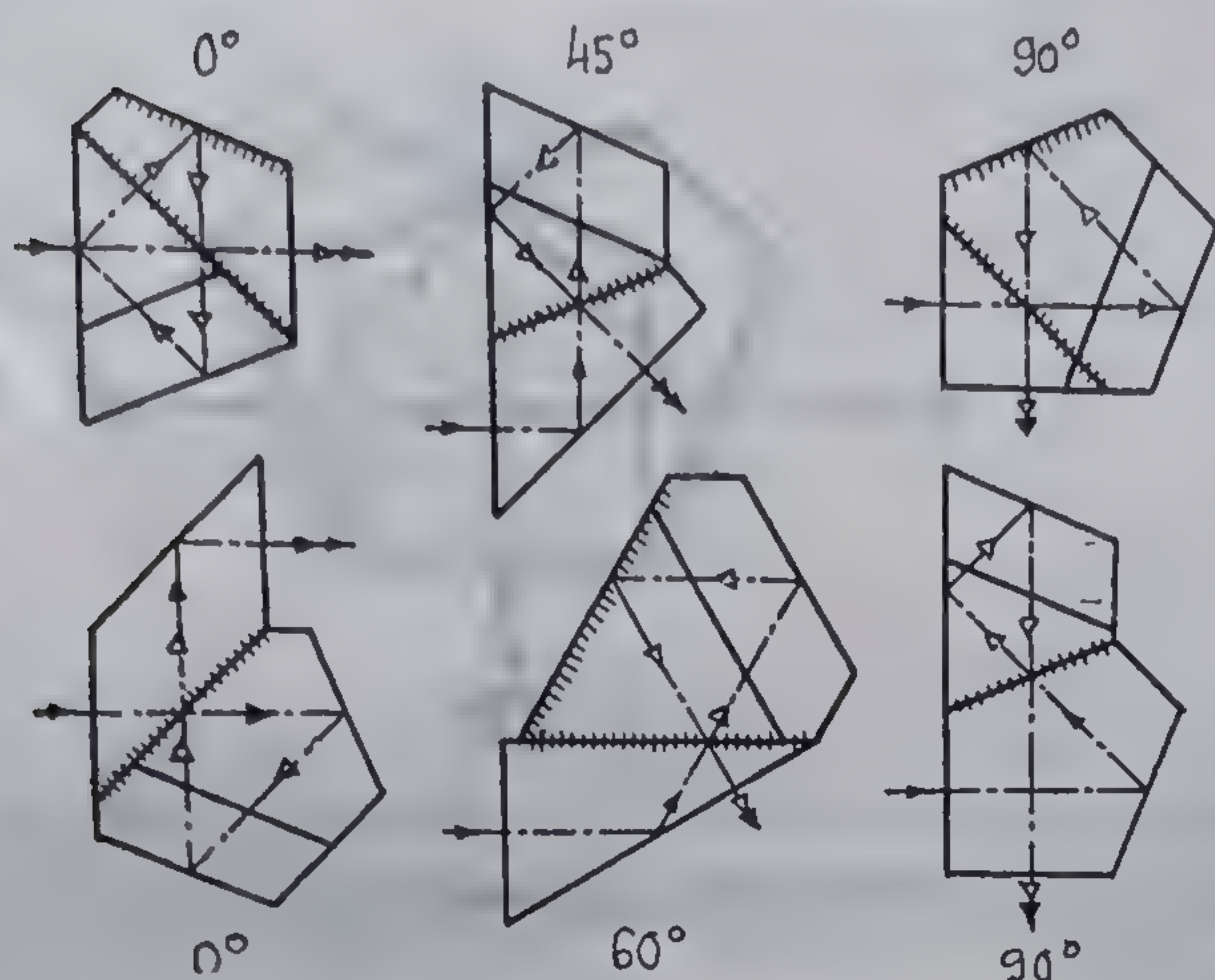
Sistemul alcătuit din prisme 1, 2, 3 și 4 realizează dedublarea central simetrică a imaginii măsurandului, atunci când axa de simetrie a obiectului nu coincide cu axa de simetrie a sistemului, axă dată de intersecția planelor perpendiculare pe baza prisme și conțin muchiile acoperiș (microscopul universal C. Zeiss-Jena)



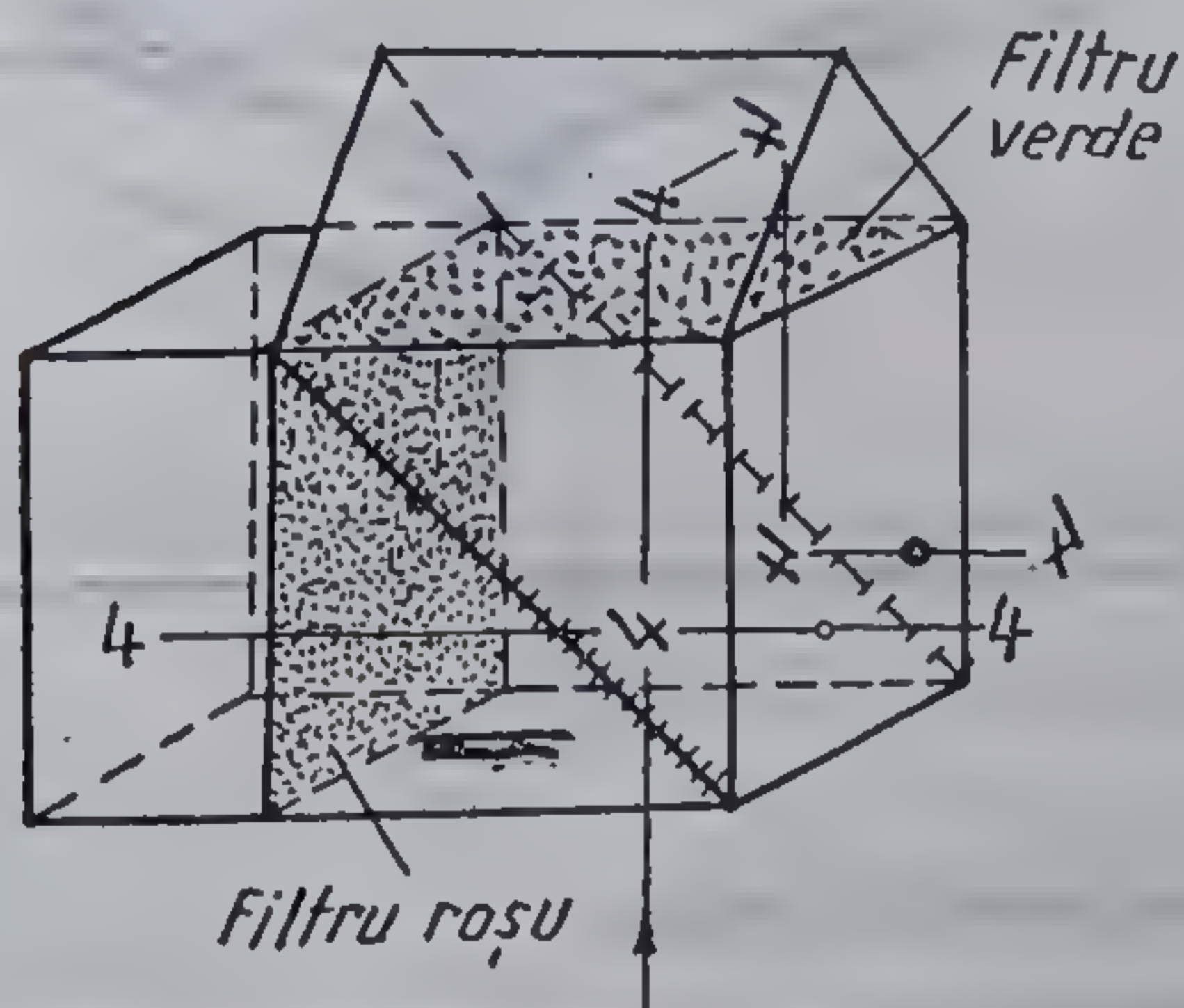
Sistemul este constituit dintr-un cub divizor și două prisme acoperiș. Se obține dedublarea central-simetrică a imaginii obiectului, atunci când axa acestuia nu coincide cu axa sistemului (aparaturii). Cele două folii în culori complementare asigură o poziționare precisă a măsurandului (microscopul universal C. Zeiss-Oberkochen)



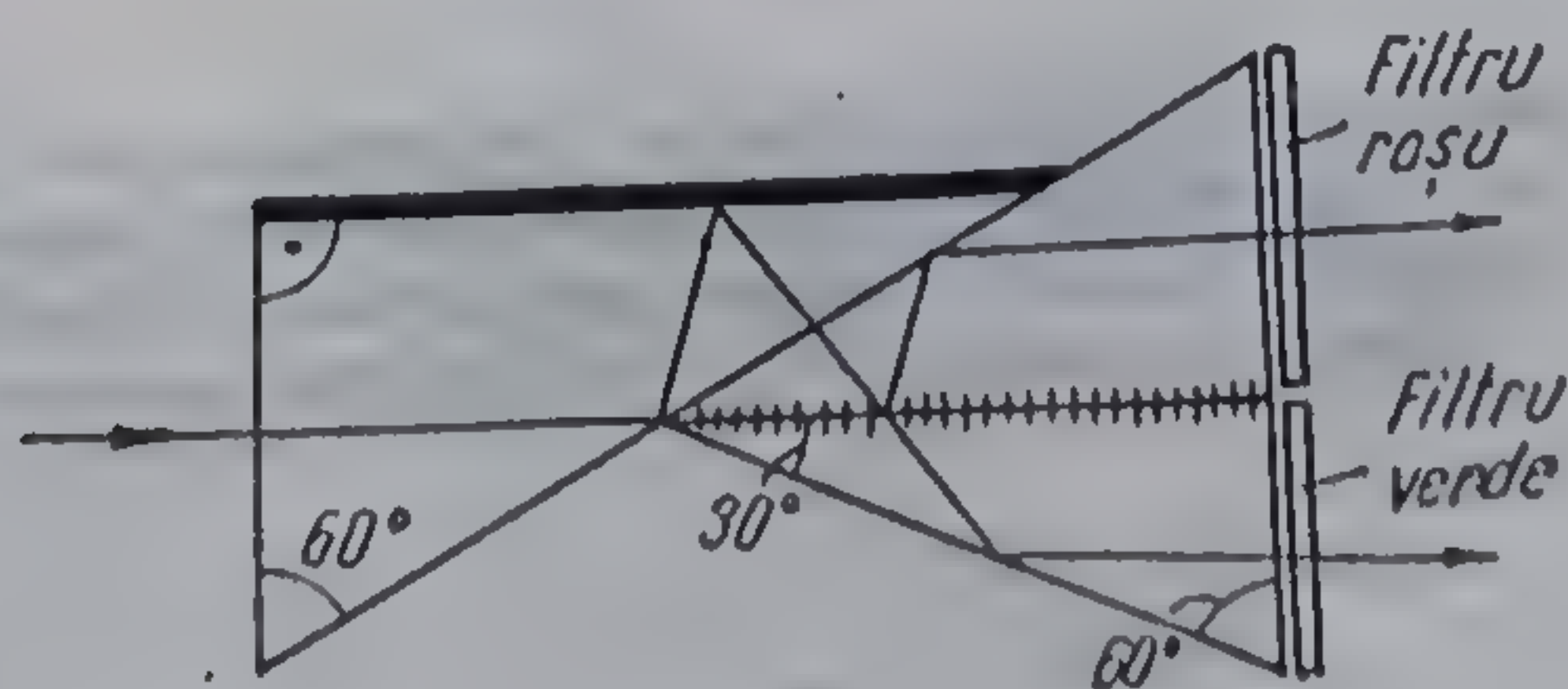
Sistemul constituit dintr-o prismă isoscel dreaptă cu suprafața ipotenuză semimetalizată și o pentaprimă cu acoperiș realizează o dedublare central-simetrică a imaginii



În fig. 7 se dau mai multe sisteme prismatice care realizează dedublarea imaginii și devierea axei optice. Pentru redresare se folosesc prisme cu acoperiș



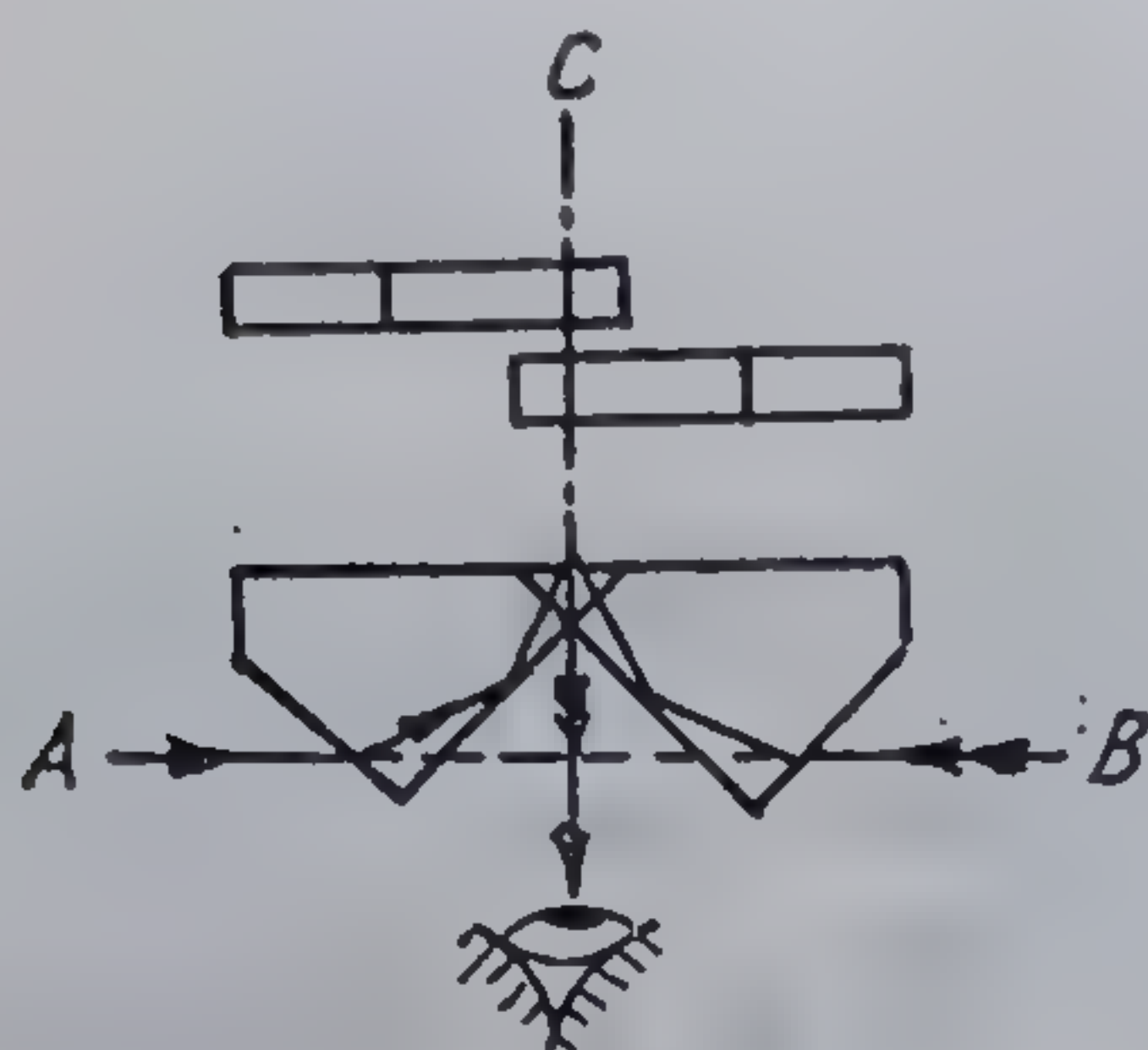
Sistemul prismatic realizează dedublarea axial-simetrică a imaginii în culori complementare. Pentru poziționarea corectă a măsurandului (în microscopul universal C. Zeiss-Oberkochen) se urmărește suprapunerea celor două imagini



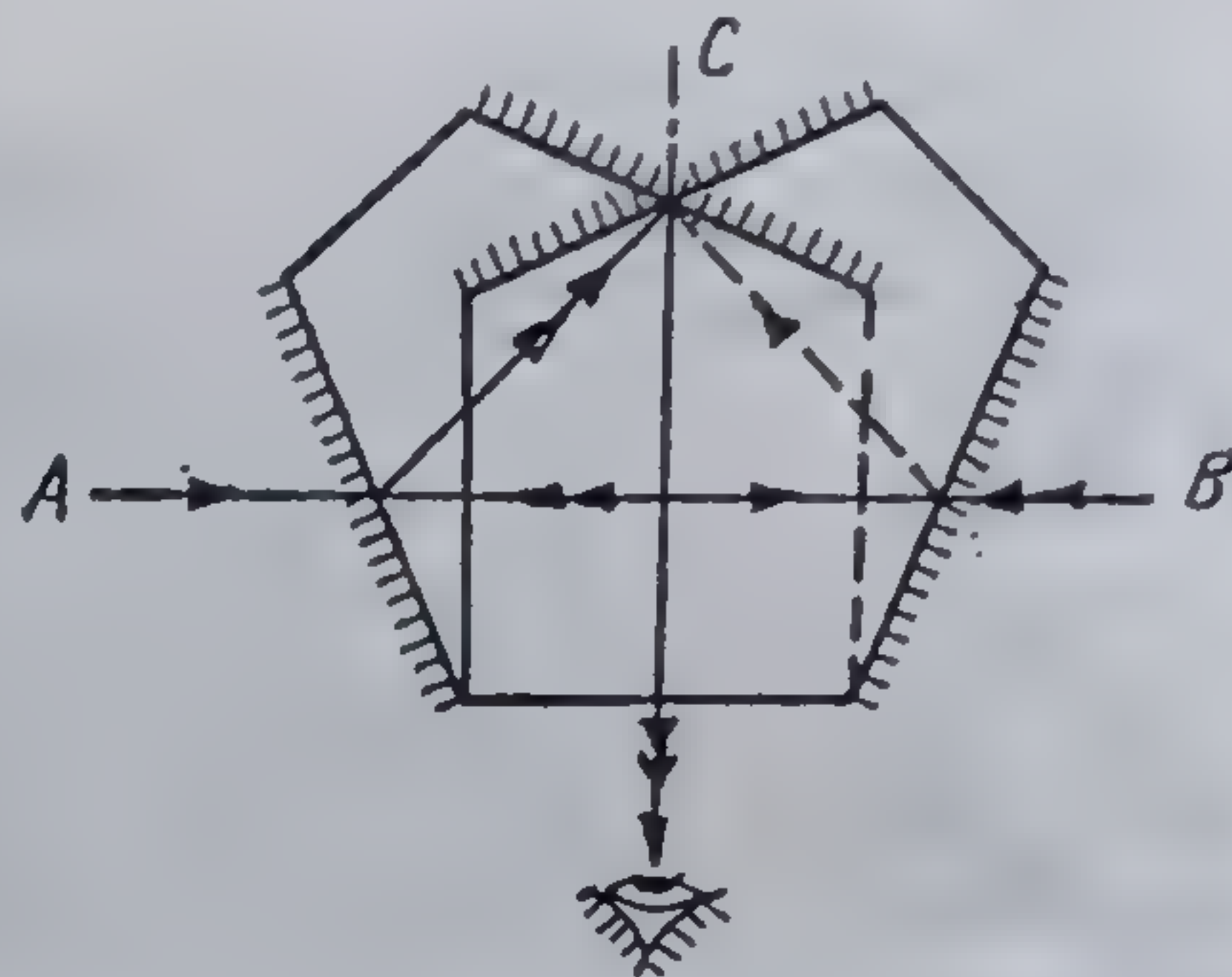
Sistemul din figură realizează două imagini simetrice față de un plan și în culori complementare. Pentru poziționarea precisă a măsurandului este necesar ca cele două imagini să se suprapună. Sistemul permite o poziționare rapidă la proiectorul de profiluri MP 320 (C. Zeiss-Jena)

Tabelul 4.10. Prisme „în cruce”, folosite ca vizoare pentru aparatele geodezice

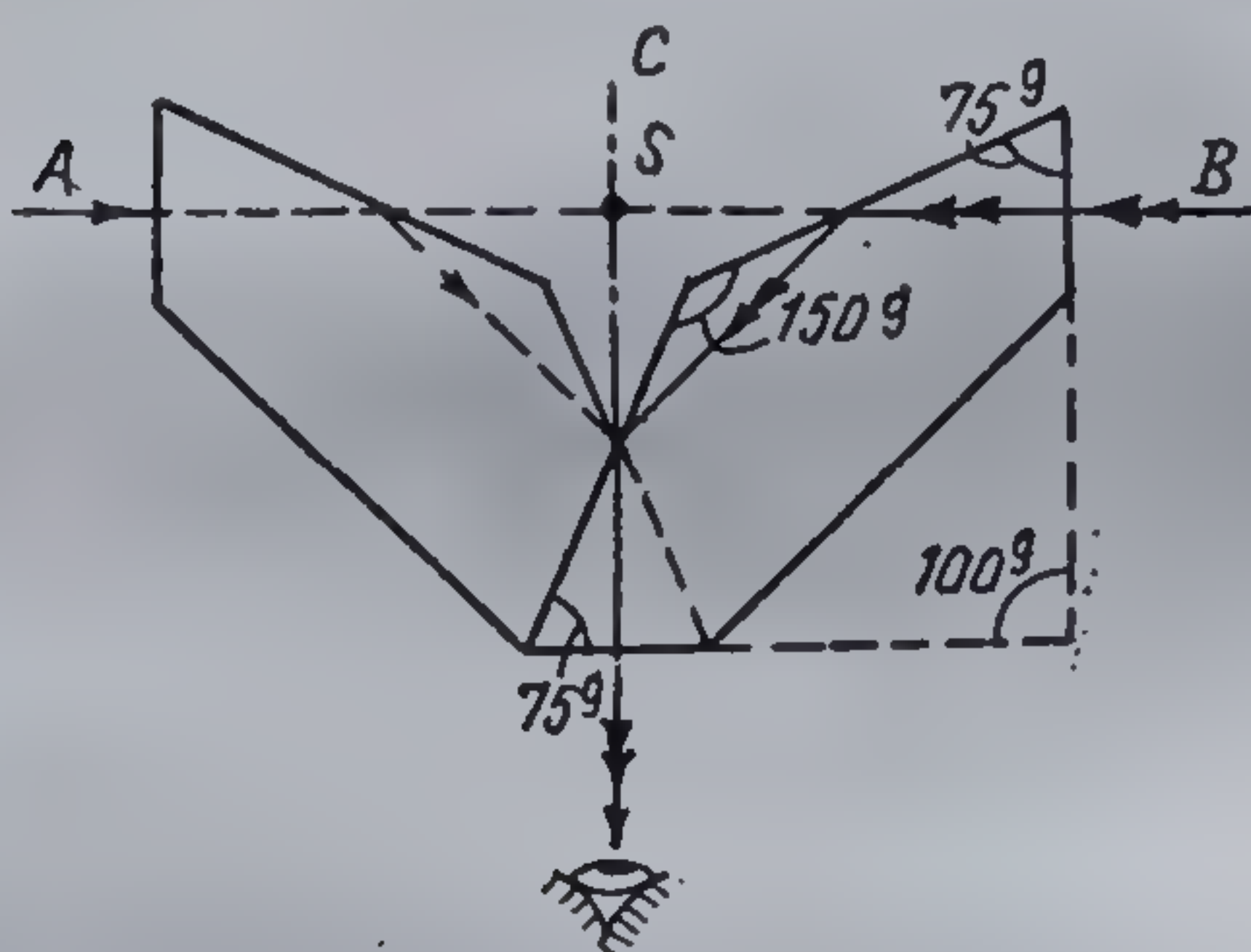
1. Două prisme cu trei laturi active



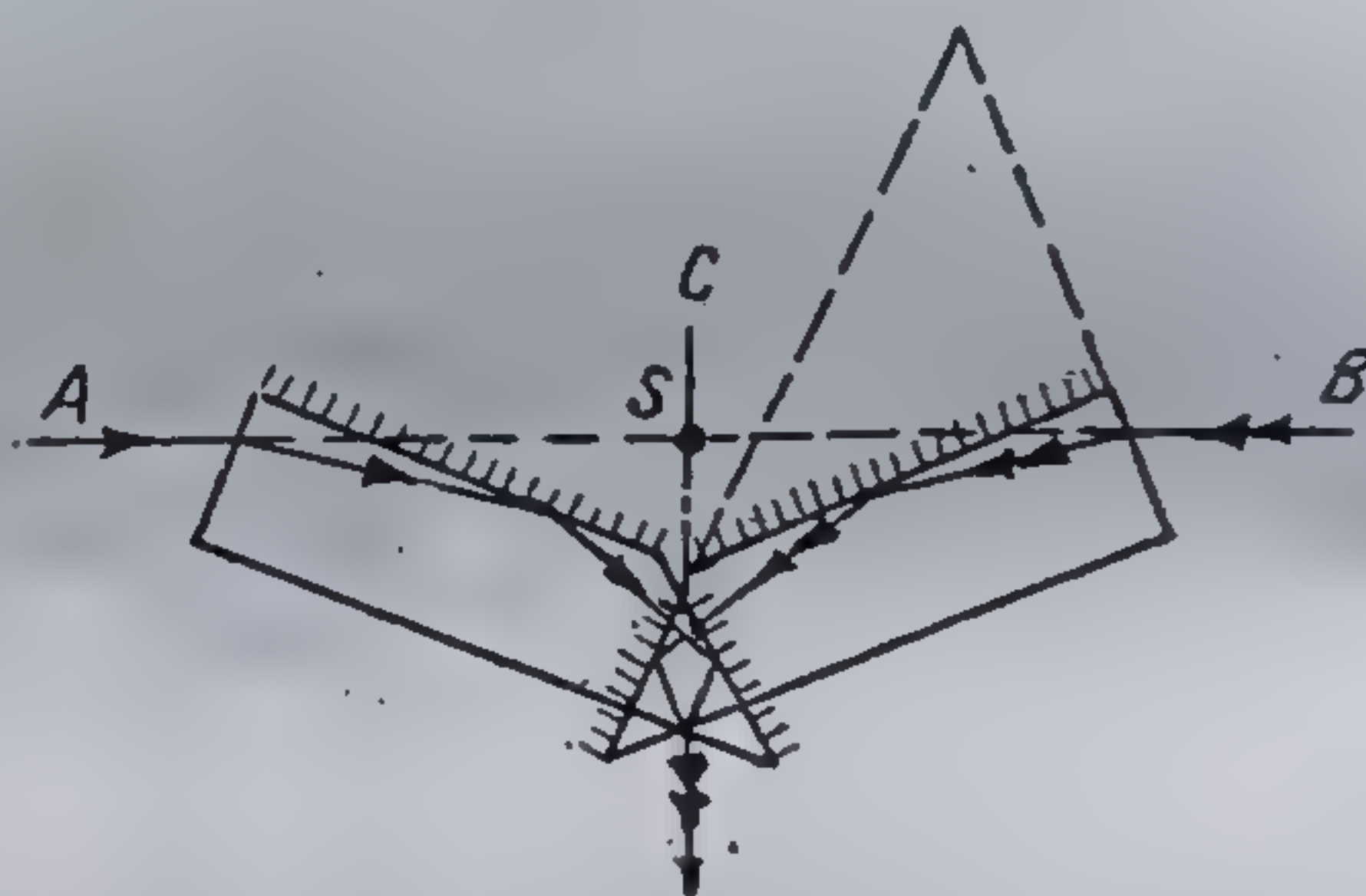
2. Două pentaprisme



3. Două prisme Wollaston

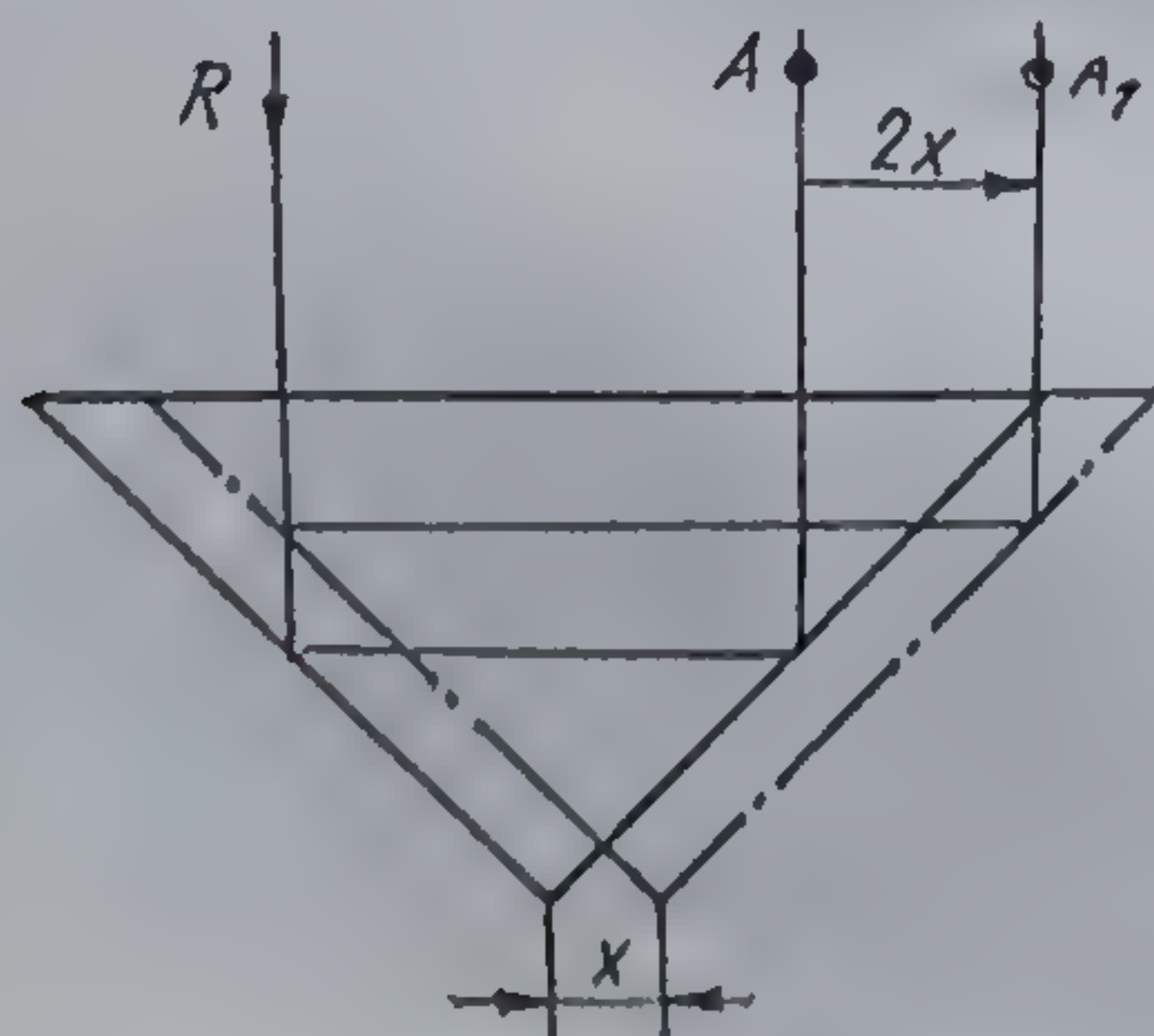


4. Prismă dublă unghiulară



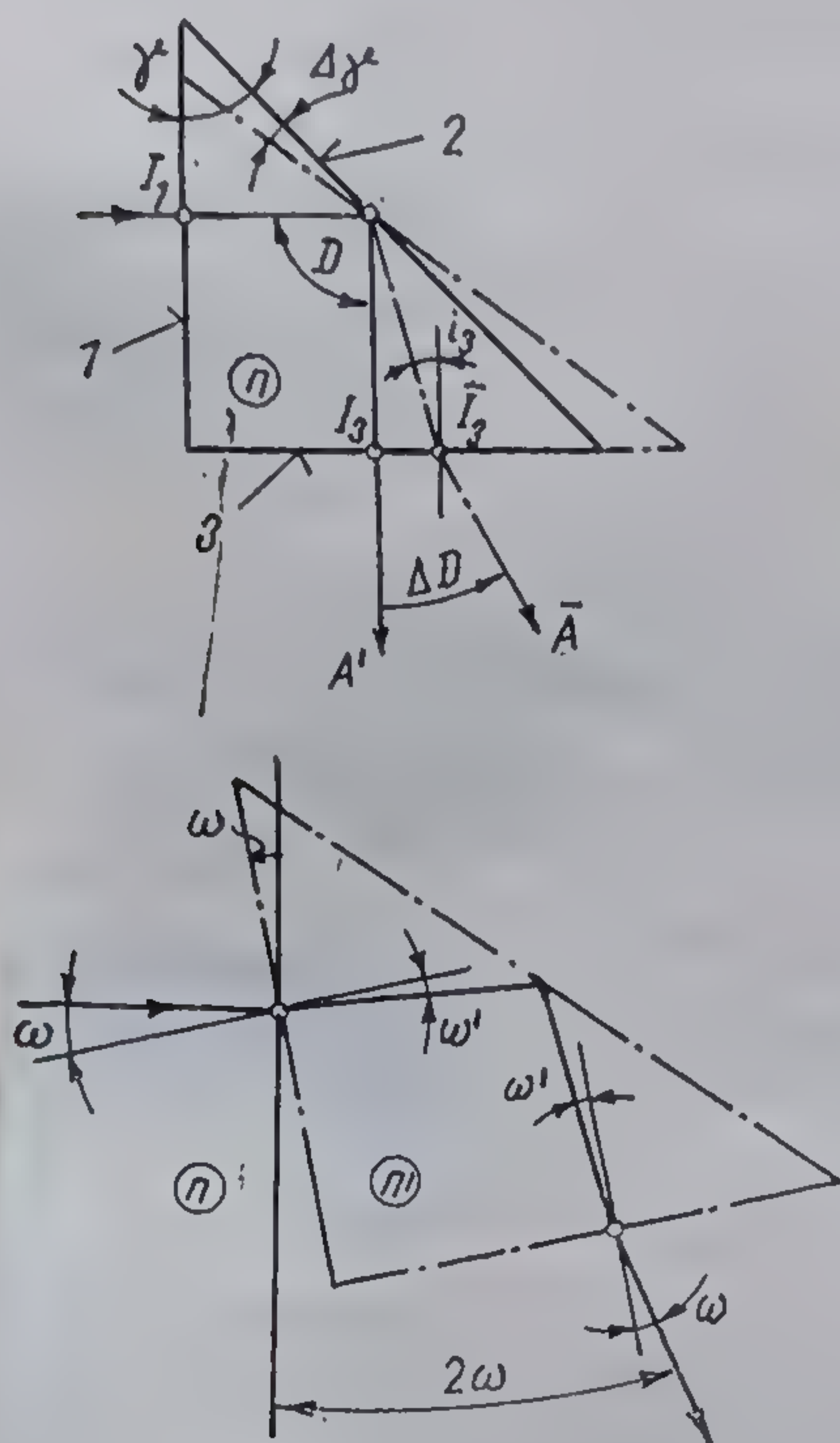
Tabelul 4.11. Abateri de poziție la prisme

1.



Dacă prisma isoscel dreaptă din figură are abateră de poziție x , raza reflectată este deplasată cu mărimea $2x$. Din acest motiv trebuie acordată o atenție deosebită ajustării poziției prisme

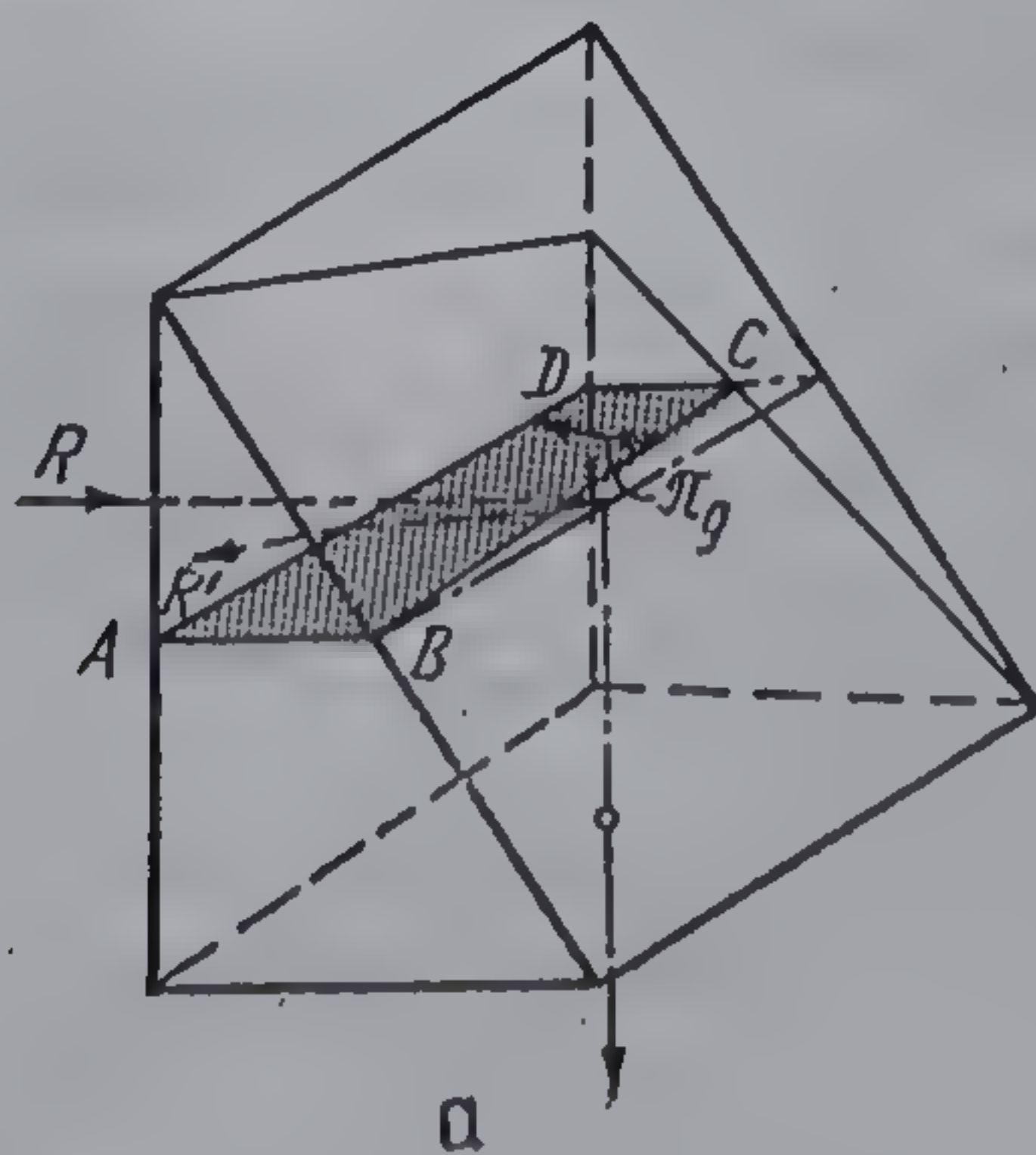
2.



O eroare de poziție unghiulară ω a prisme isoscel drepte din figură cauzează o abatere a deviației $D = 90^\circ$ egală cu 2ω . Prisma este acromatică numai atunci când $i'_1 = i'_k$, k fiind numărul suprafețelor active. Când k este impar unghiurile au semne contrare

Tabelul 4.12. Abateri unghiulare la prisme

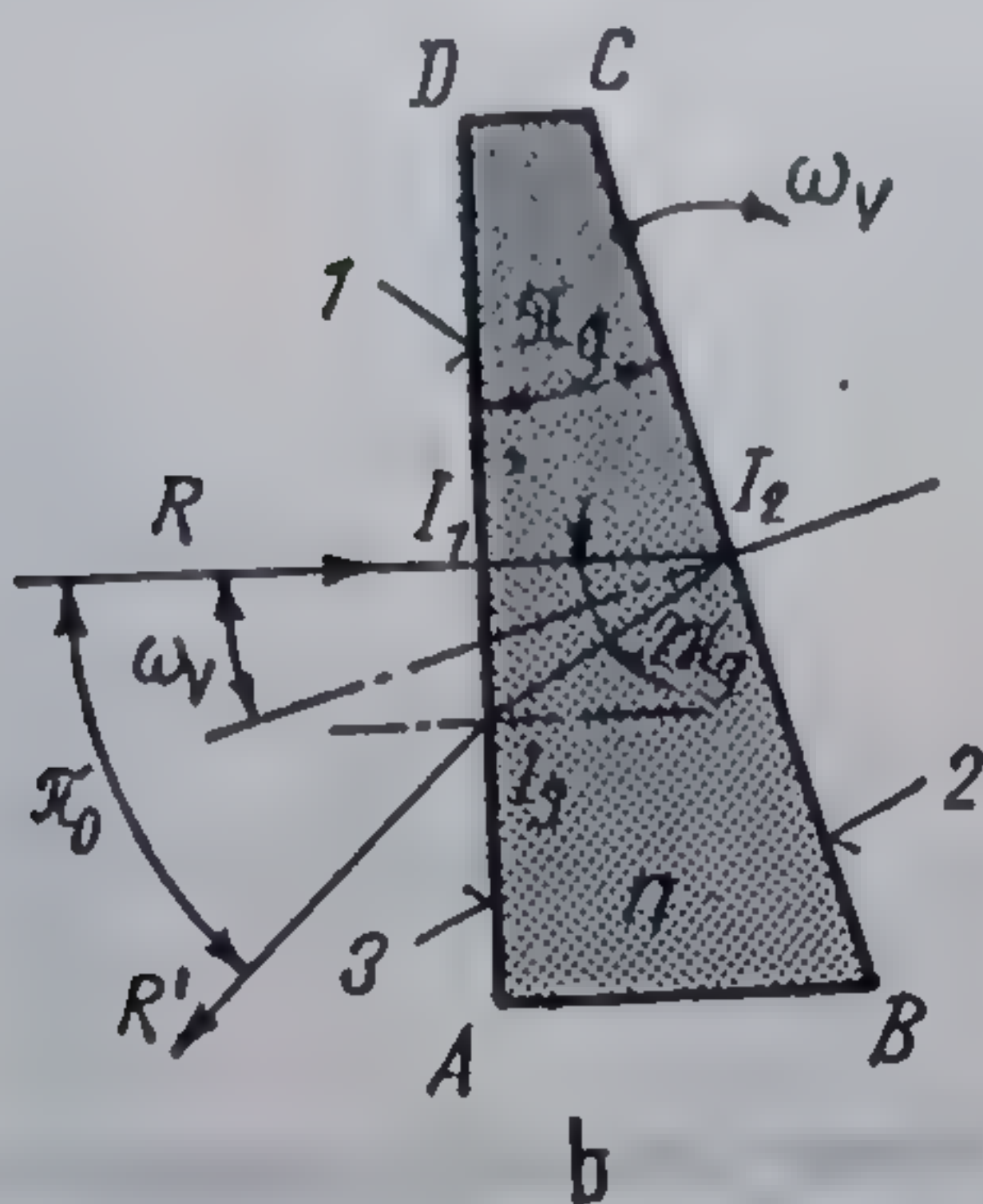
1. Abateri piramidale



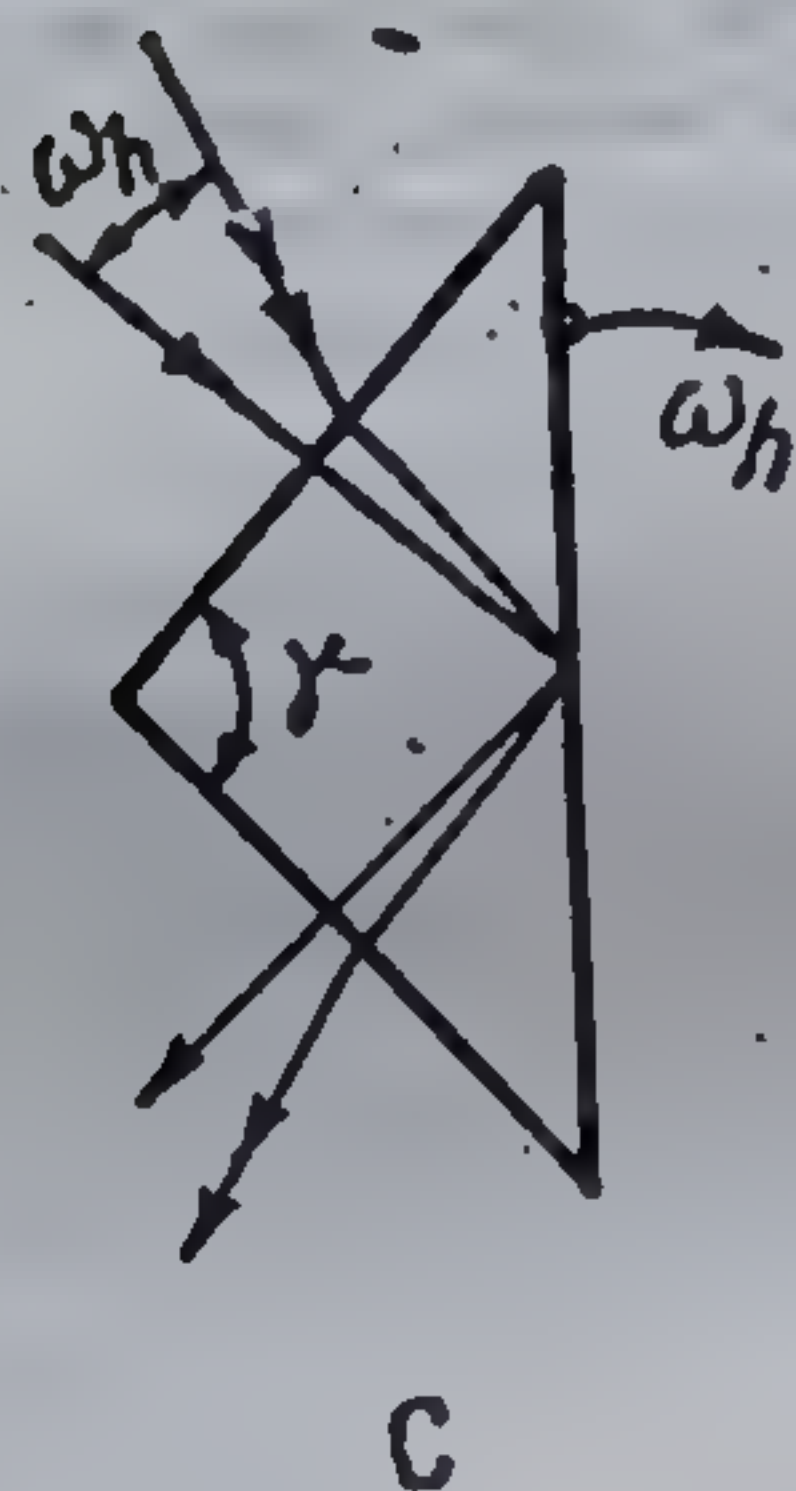
Când muchia refractantă nu este paralelă cu suprafața reflectantă secțiunea prismei cu un fascicul plan și paralel cu muchia nu este un dreptunghi, ci un trapez.

Unghiul π_g se numește eroare piramidală geometrică. După cum se observă în fig. b, eroarea piramidală geometrică cauzează o eroare piramidală optică π_o a cărei mărime rezultă din relația $\sin \pi_o = n \sin 2\pi_g$. Pentru unghiuri π_g mici se obține $\pi_o = 2 n \pi_g$. Unghiul π_o se măsoară direct cu luneta autocolimatoare sau cu goniometrul.

Tabelul 4.12. (continuare) Abateri unghiulare la prisme

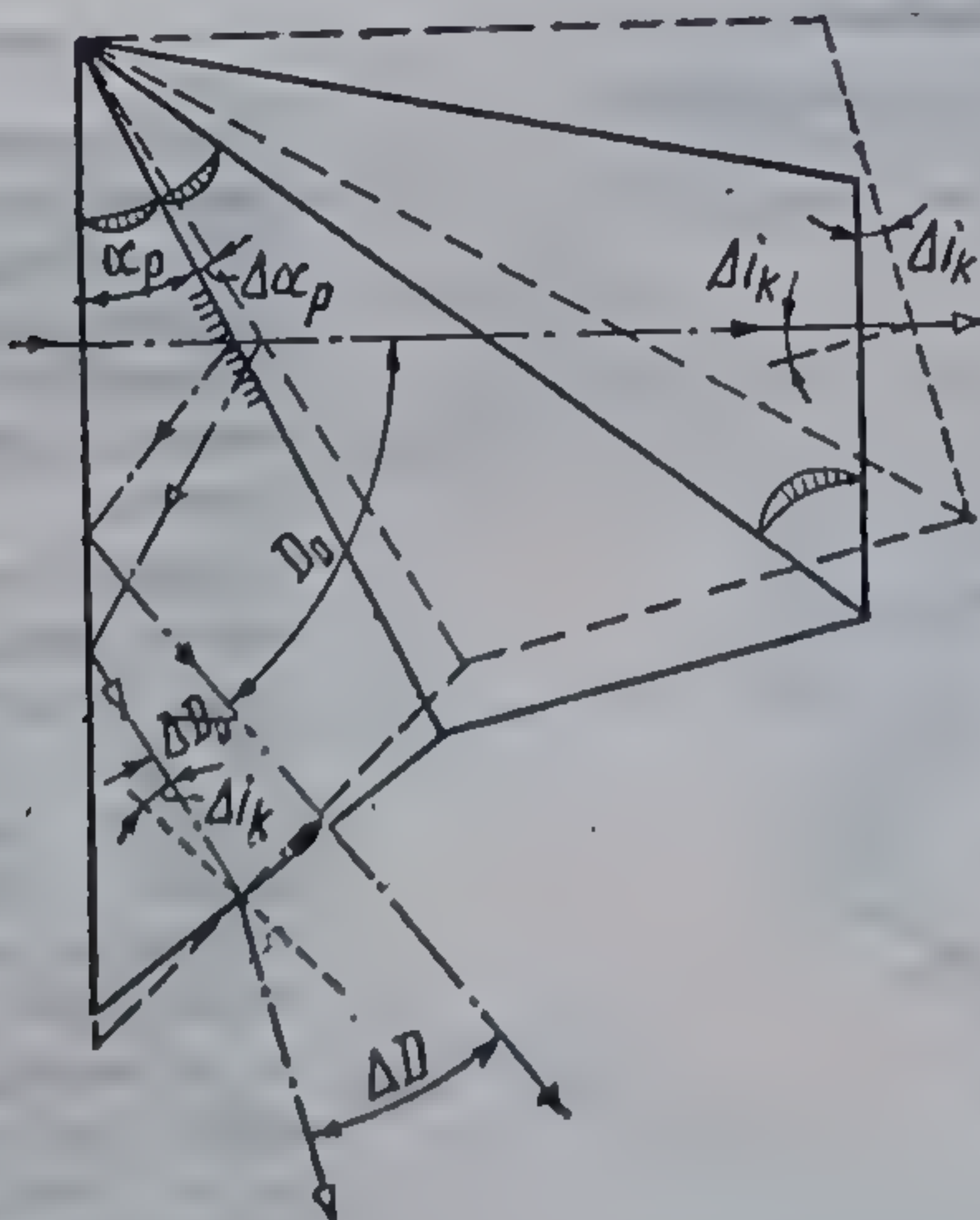


Pentru ca raza R să fie refractată în același plan trebuie ca prisma să fie rotită cu unghiul $\omega_0 \approx n\pi_0$ în sensul arătat în fig. 1, b.



Eroarea de deviație poate fi compensată prin rotirea prismei cu unghiul ω_h în sensul arătat în fig. 1, c

2. Abaterea deviației unei prisme reflectoare



Abaterea unghiulară $\Delta\alpha_p$ a prismei din figură cauzează abaterea ΔD a deviației $D_0 = f_1(\alpha_p)$ a prismei care constă din acțiunea a z reflexii $\Delta D_0 = f_2(\alpha_p)$ și din refracția razei emergente $\Delta i_k = f_4(\alpha_p)$.

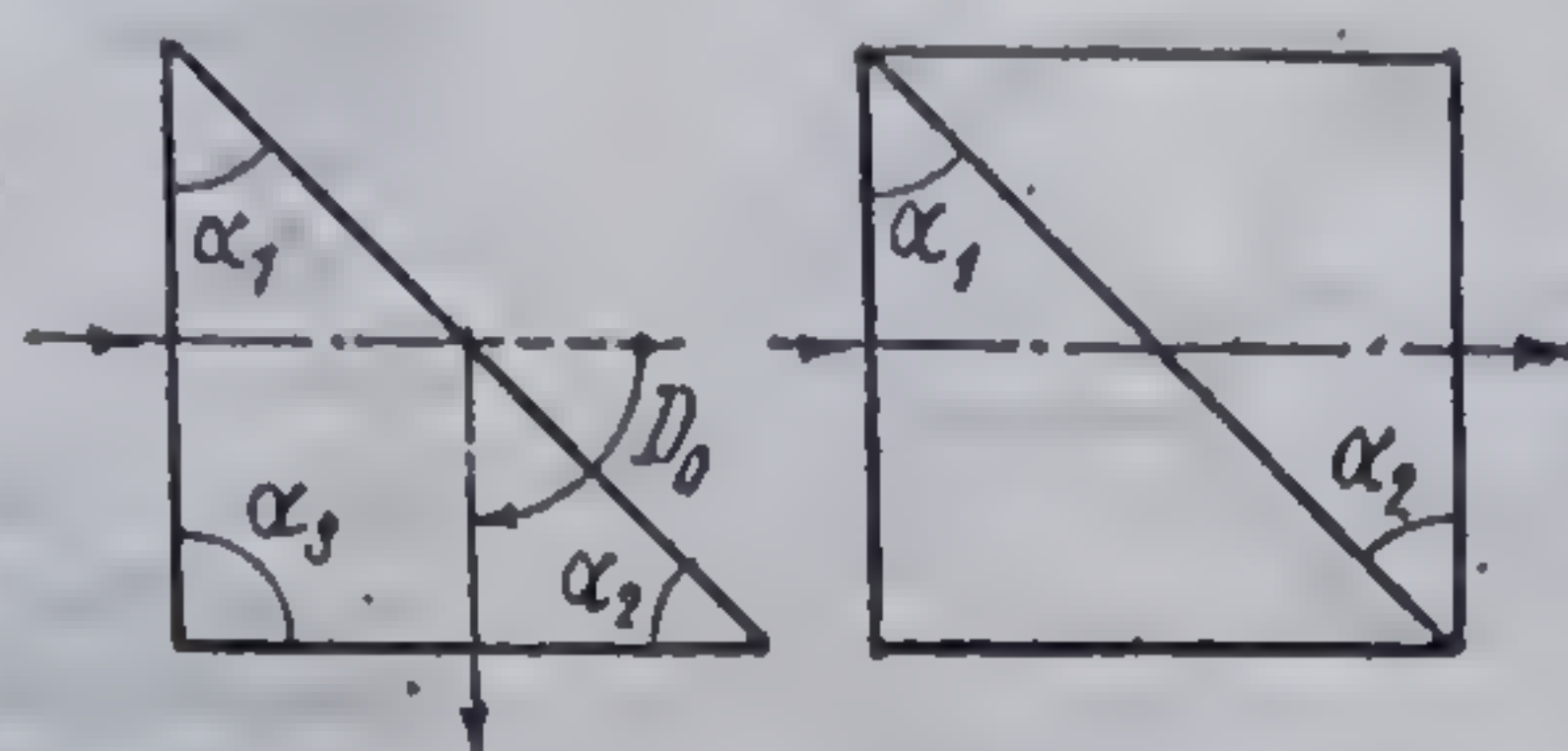
Unghiul i_k reprezintă suma tuturor unghiurilor α_p ale prisme, formate de cele două laturi pe care raza considerată le intersectează.

Unghiurile de deasupra
razei au semnul plus; cele
dedesubt au semnul minus.

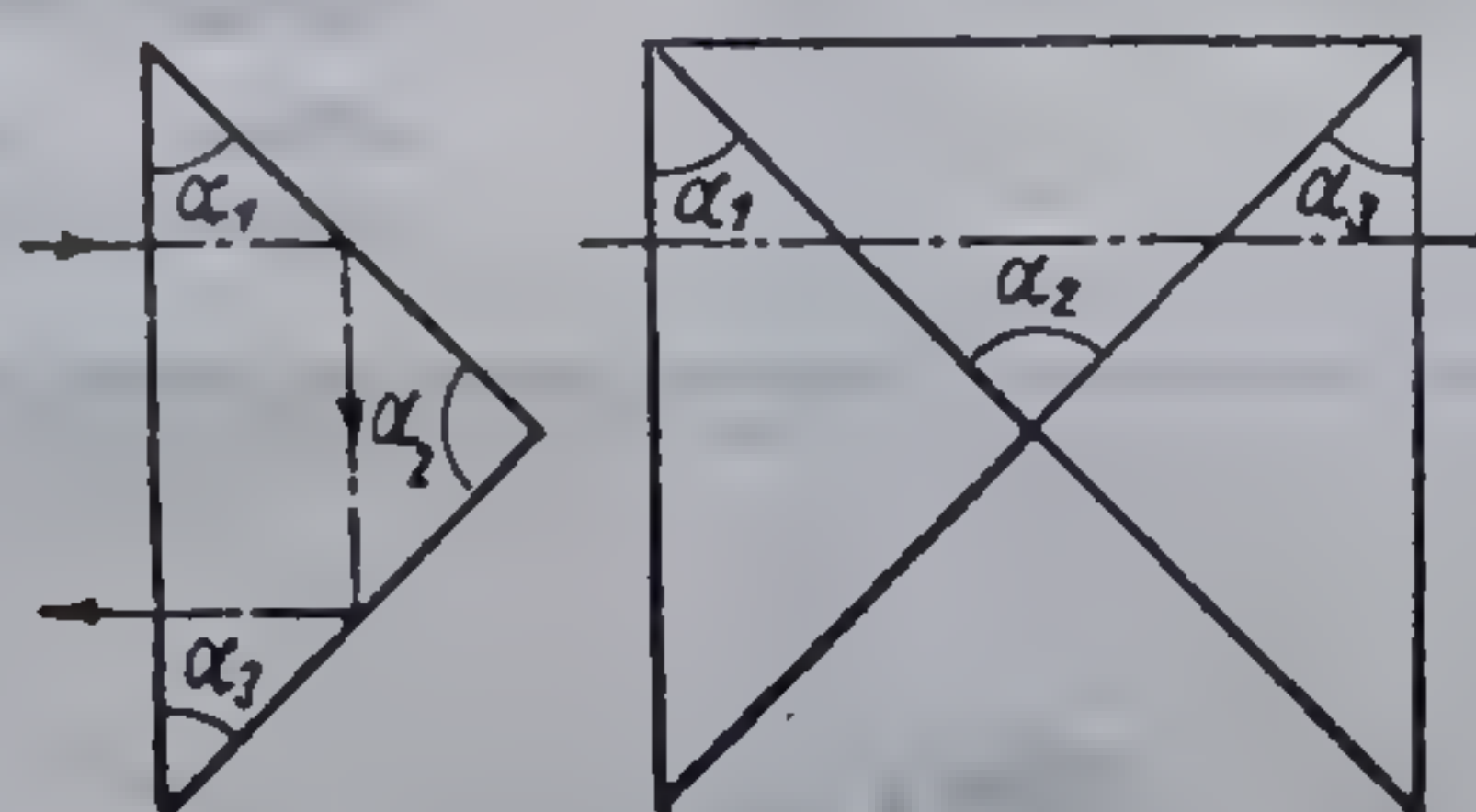
$$\Delta D = \Delta D_0 + (-1)^{s+1}(n-1)\Delta i_k$$

Tabelul 4.12 (continuare) Abateri unghiulare la prisme

3. Abateri deviației unei prisme isoscel drepte



a



b

$$\Delta D_0 = 2 \Delta \alpha_1; \Delta i_k = \Delta \alpha_1 - \Delta \alpha_2;$$

$$\Delta D = \Delta \alpha_1 + \Delta \alpha_2 + n(\Delta \alpha_1 - \Delta \alpha_2);$$

$$\Delta D = -\Delta \alpha_2 + n(\Delta \alpha_1 - \Delta \alpha_2)$$

Dacă $\Delta \alpha_1 = \Delta \alpha_2$ abaterea ΔD poate fi eliminată (prin rotirea prisme în jurul punctului I_1 cu unghiul ΔD).

$$\Delta D_0 = 2\Delta \alpha_2;$$

$$\Delta i_k = \Delta \alpha_1 - \Delta \alpha_2 + \Delta \alpha_2;$$

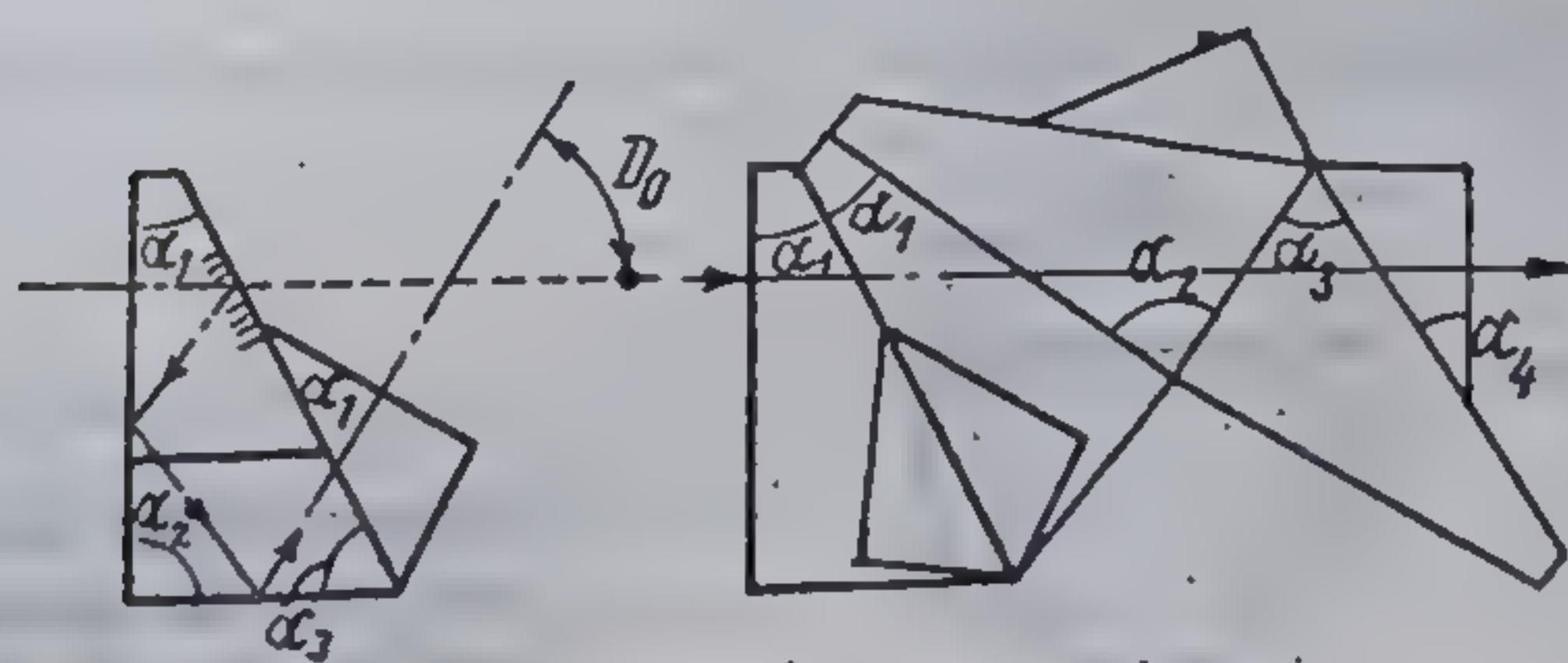
$$\Delta D = 2n \Delta \alpha_2;$$

$$\Delta \alpha_2 = \Delta D / 2n$$

4. Abateri la prisme cu reflexii multiple

Prisma din fig. 4 are următoarele unghiuri:

	1	2	3
ν_e	0	$\pi + 2\alpha_1$	$-2\alpha_1$
σ	$\pi/2 + \alpha_1$	$\pi/2$	$\pi/2 - \alpha_2$
ν_a	$\pi + 2\alpha_1$	$-2\alpha_1$	$\pi - 2\alpha_2 + 2\alpha_1$



a

$$D_0 = \nu_{a3}; \Delta D_0 = -2\Delta \alpha_3 + 2\Delta \alpha_1;$$

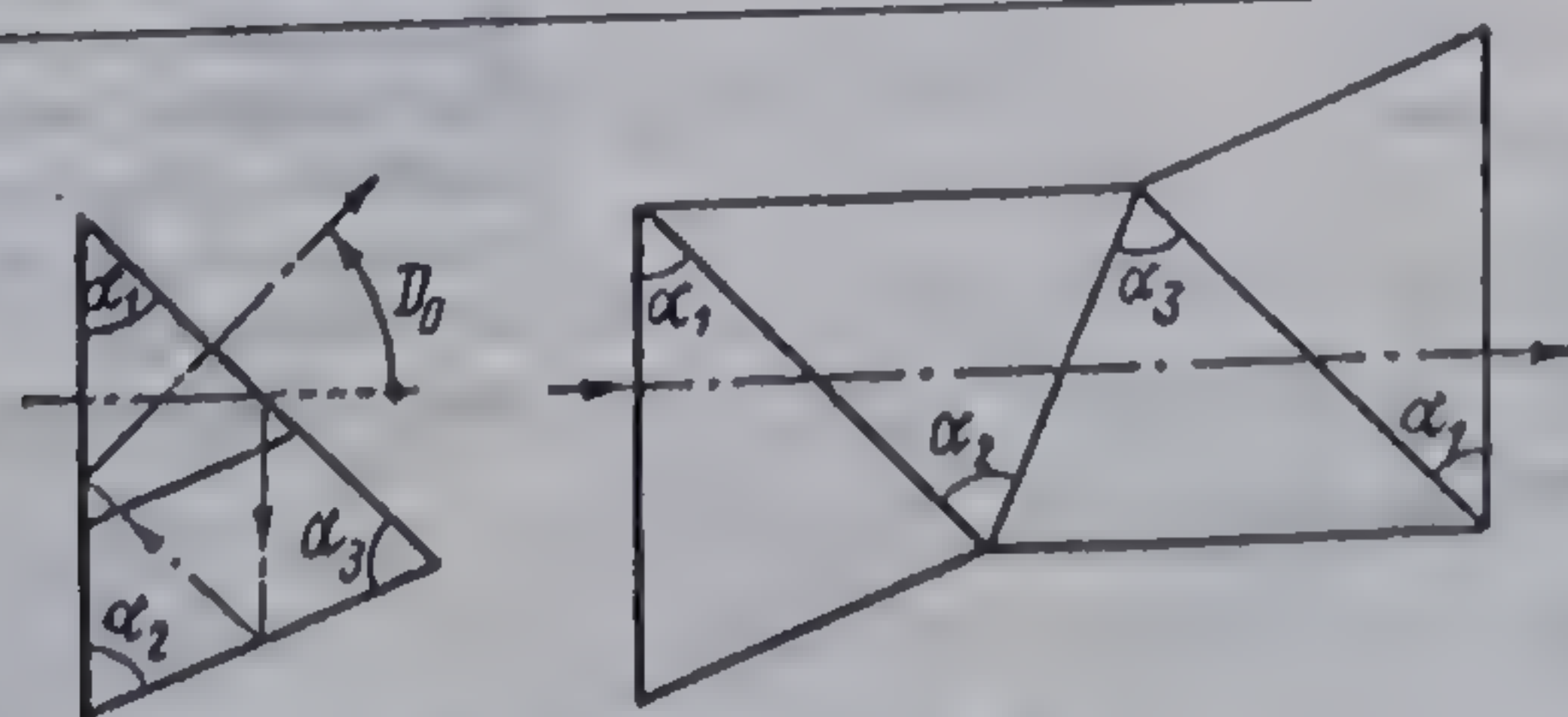
$$\Delta i_k = 2\Delta \alpha_1 - \Delta \alpha_3 + \Delta \alpha_3 - \Delta \alpha_4;$$

$$\Delta D = \Delta \alpha_1 + \Delta \alpha_3 + n(\Delta \alpha_1 - 2\Delta \alpha_2 - \Delta \alpha_4)$$

Pentru ca prisma să fie acromatică este necesar ca:

$$\Delta \alpha_1 = 2\Delta \alpha_2 + \Delta \alpha_4;$$

$$\Delta \alpha_2 = \Delta \alpha_3 + \Delta D_{ad}/4$$



b

Prisma Schmidt (fig. 4, b)

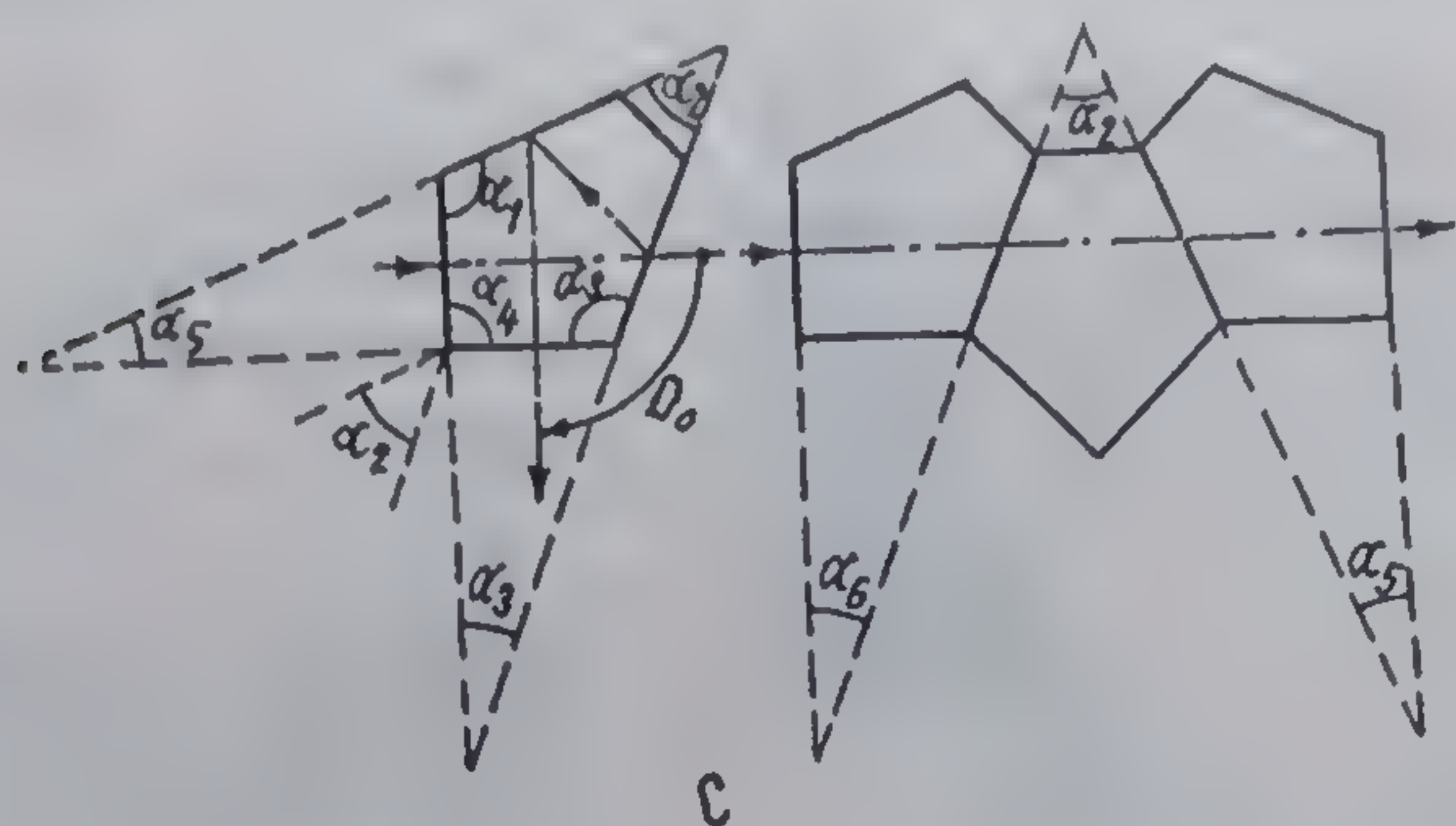
$$\Delta D_0 = 2\Delta \alpha_2;$$

$$\Delta i_k = -\Delta \alpha_2 + \Delta \alpha_3;$$

$$\Delta D = \Delta \alpha_1 + n(\Delta \alpha_3 - \Delta \alpha_2);$$

$$\Delta \alpha_2 = \Delta \alpha_3; \Delta \alpha_1 = \Delta D_{ad}$$

Tabelul 4.12 (continuare) Abateri unghiulare la prisme



Pentaprisma

$$\Delta D_0 = -2 \Delta \alpha_2;$$

$$\Delta i_k = -\Delta \alpha_6 + \Delta \alpha_2 - \Delta \alpha_5;$$

$$\Sigma \Delta \alpha_i = 0;$$

$$\Delta D = -\Delta \alpha_4 -$$

$$-n(2 \Delta \alpha_2 - \Delta \alpha_1);$$

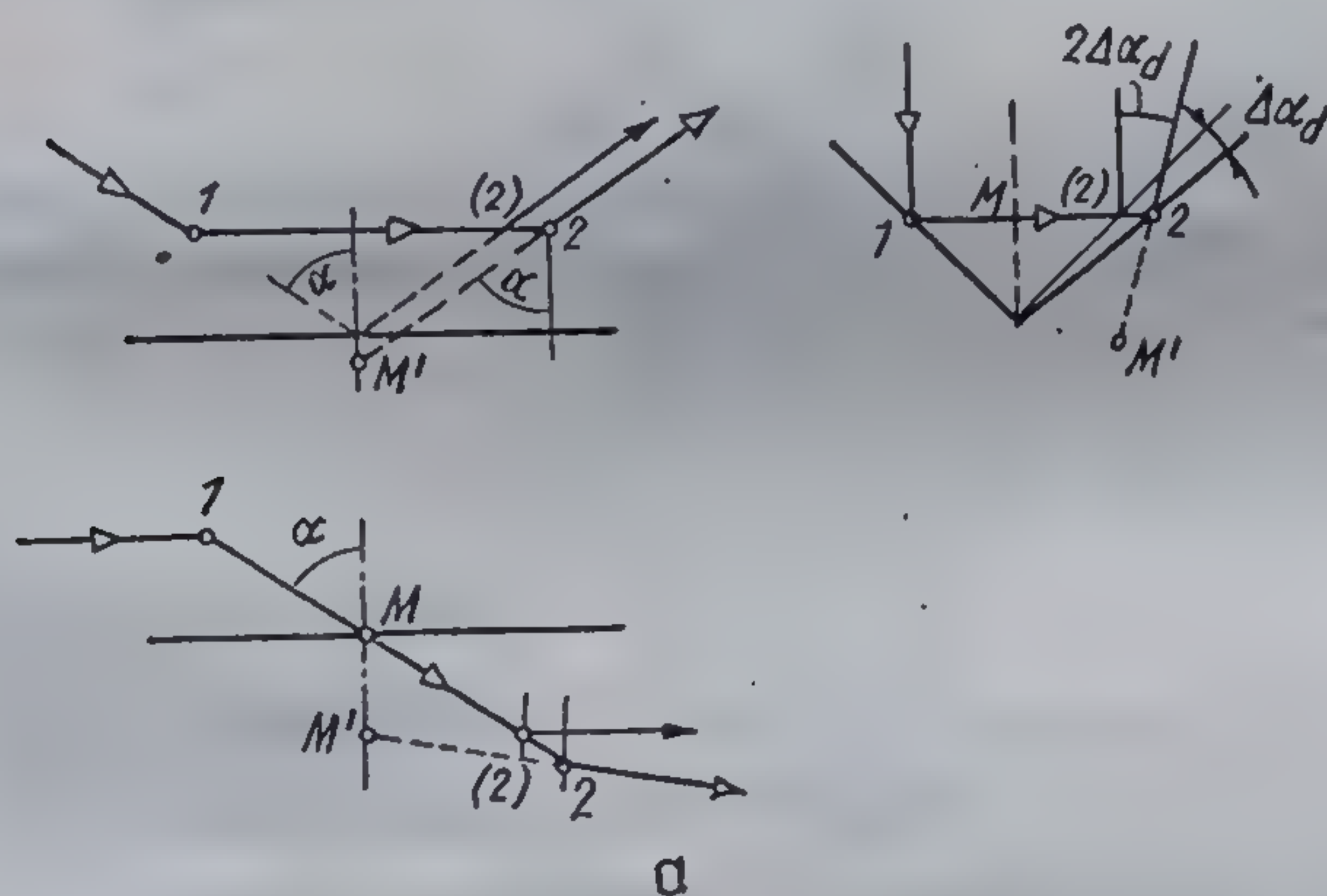
(dedusă din $i = 1, 2, 3, 4;$
 $2, 3, 5$ și $1, 2, 6$).

Unghiurile $\Delta \alpha_1$ și $\Delta \alpha_3$ nu trebuie tolerate.

$$\Delta \alpha_2 = -\Delta D_{ad}/2;$$

$$\Delta \alpha = -\Delta D_{ad}$$

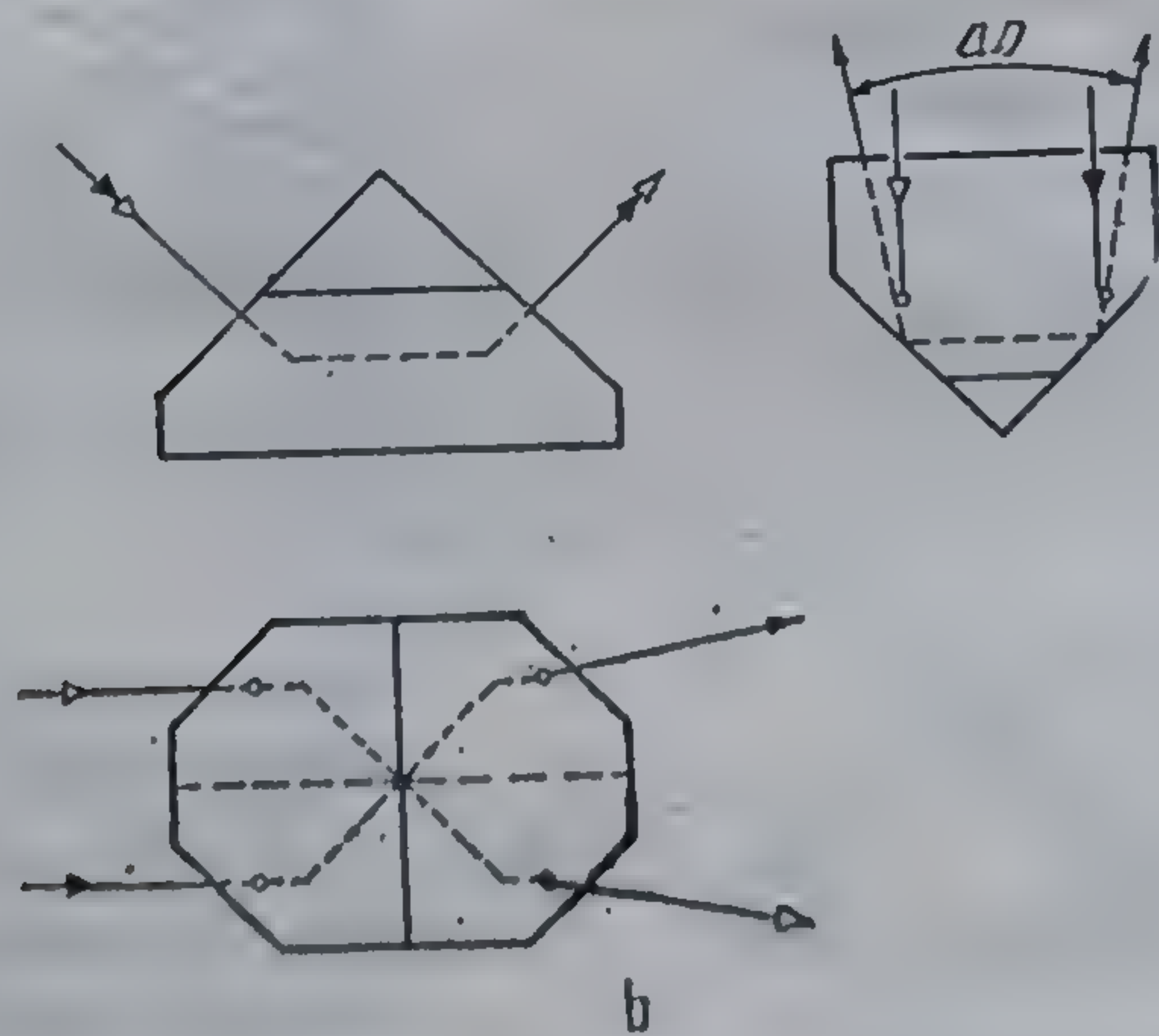
5. Abateri la prisme cu acoperiș



La suprafețe acoperiș ne-ortogonale, cu abaterea $\Delta \alpha_d$, raza incidentă nu este paralelă cu planul de simetrie.

Abaterea ΔD_1 a razei se determină în planul definit de direcția $M'2$ și normala la planul de simetrie prin M' și este:

$$\Delta D_1 = 2\Delta \alpha_d \cos \alpha$$



Prisma care are muchia acoperiș în planul de simetrie împarte și reflectă fasciculul în două părți cu direcții perpendiculare (fasciculele se inversează) Când unghiul acoperiș are abaterea $\Delta \alpha_d$ iau naștere două fascicule ce fac între ele abaterea

$$\Delta \varphi = 4n \Delta \alpha_d \cos \alpha$$

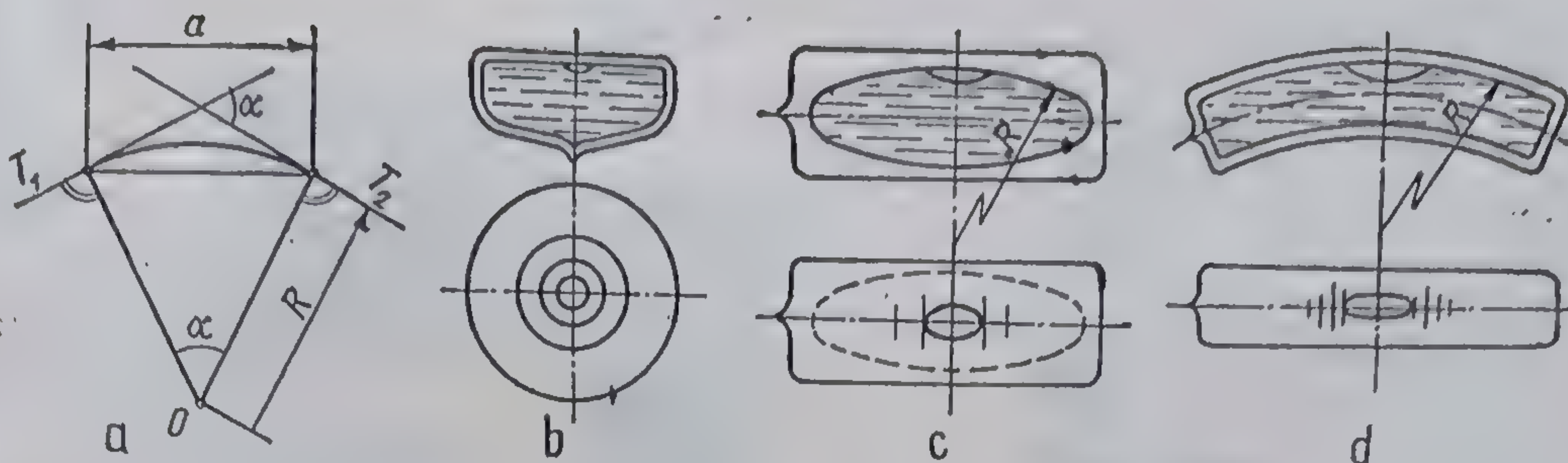


Fig. 4.76. Nivele:
a — schema de principiu a nivelei; b — forme constructive,

4.16. Firole pentru nivele

4.16.1. Caracteristicile nivelelor

Firolele pentru nivelele utilizate la verificarea orizontalității, rectilinității și planeității pot fi sferice, cilindrice drepte și curbate și torice (fig. 4.76). Cu cât raza de curbura R este mai mare, cu atât nivela este mai precisă. Valoarea diviziunii V_a reprezintă diferența de nivel, în mm, între două puncte situate la distanța de 1 m, atunci când bula de aer se deplasează cu o diviziune: $V_a = \pi R \alpha / 180$ mm/m; $\alpha'' = 206,2 V_a \cdot n$, în care n reprezintă numărul de diviziuni. $R = 50 \dots 206$ m. Deplasarea liniară a centrului bulei $a = 2$ mm. Se mai poate scrie: $\alpha'' = a \rho'' / R$, în care $\rho'' = 206265$ și $a = 2$ mm. Pentru $R = 206265$ mm rezultă $\alpha = 2''$. Pentru aparate geodezice valoarea diviziunii este $\alpha = 10'', 15'', 20'', 30'', 60''$ și $120''$. La creșterea temperaturii se micșorează bula de aer (la creșterea temperaturii cu 1 K se scurtează bula cu 0,4 mm pentru $\alpha = 30''$, cu 0,6 mm pentru $\alpha = 15''$ și cu 1 mm pentru $\alpha = 5''$).

Nivelele se etalonează cu instalații interferențiale, sau cu instalații care materializează relația $\sin \alpha = H/L$ (rigla de sinus), în care H se măsoară cu diferite traductoare de mare sensibilitate.

4.16.2. Monturi pentru firole

În fig. 4.77 sînt reprezentate cîteva monturi pentru nivele. Acestea trebuie prevăzute cu clemete de ajustare, de blocare și de asigurare.

La aparatele geodezice (nivelmtrul, teodolitul), sensibilitatea nivelei se indică în pars (= unghiul pe care îl face tangenta la fiolă cu orizontala la o deplasare a bulei cu 2 mm).

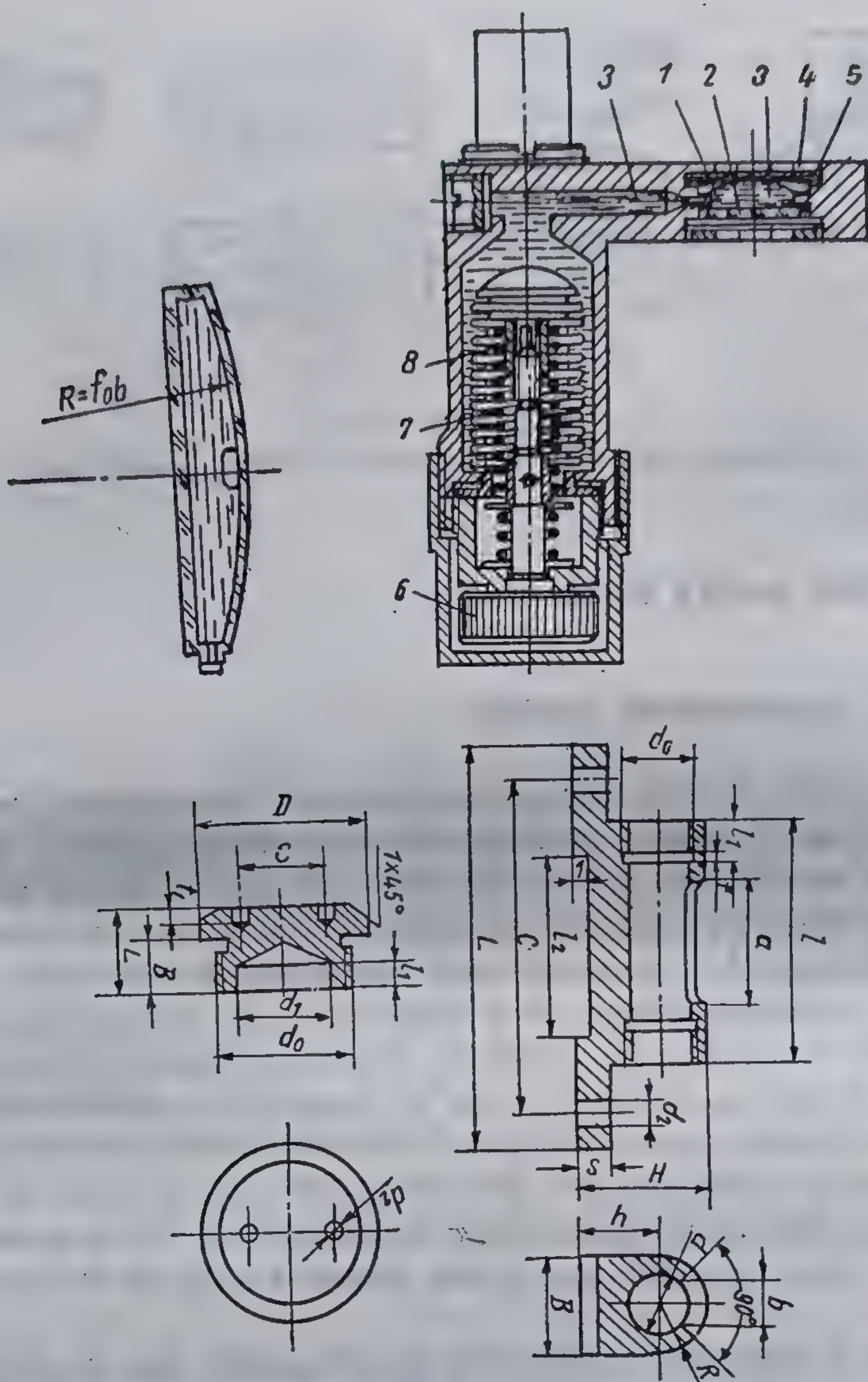


Fig. 4.77. Monturi pentru fiole.

4.17. Fibre optice

4.17.1. Construcția și funcționarea fibrelor optice

Fibra este un cilindru din sticlă optică cu indicele de refracție n_1 și diametrul $d_1 = 5 \dots 10 \mu\text{m}$, învelit de un strat subțire omogen cu indicele de refracție $n_2 < n_1$ și cu grosimea de $1 \dots 2 \mu\text{m}$. Funcționarea se bazează pe fenomenul de reflexie totală (fig. 4.78). Cu notațiile din figură pot fi scrise

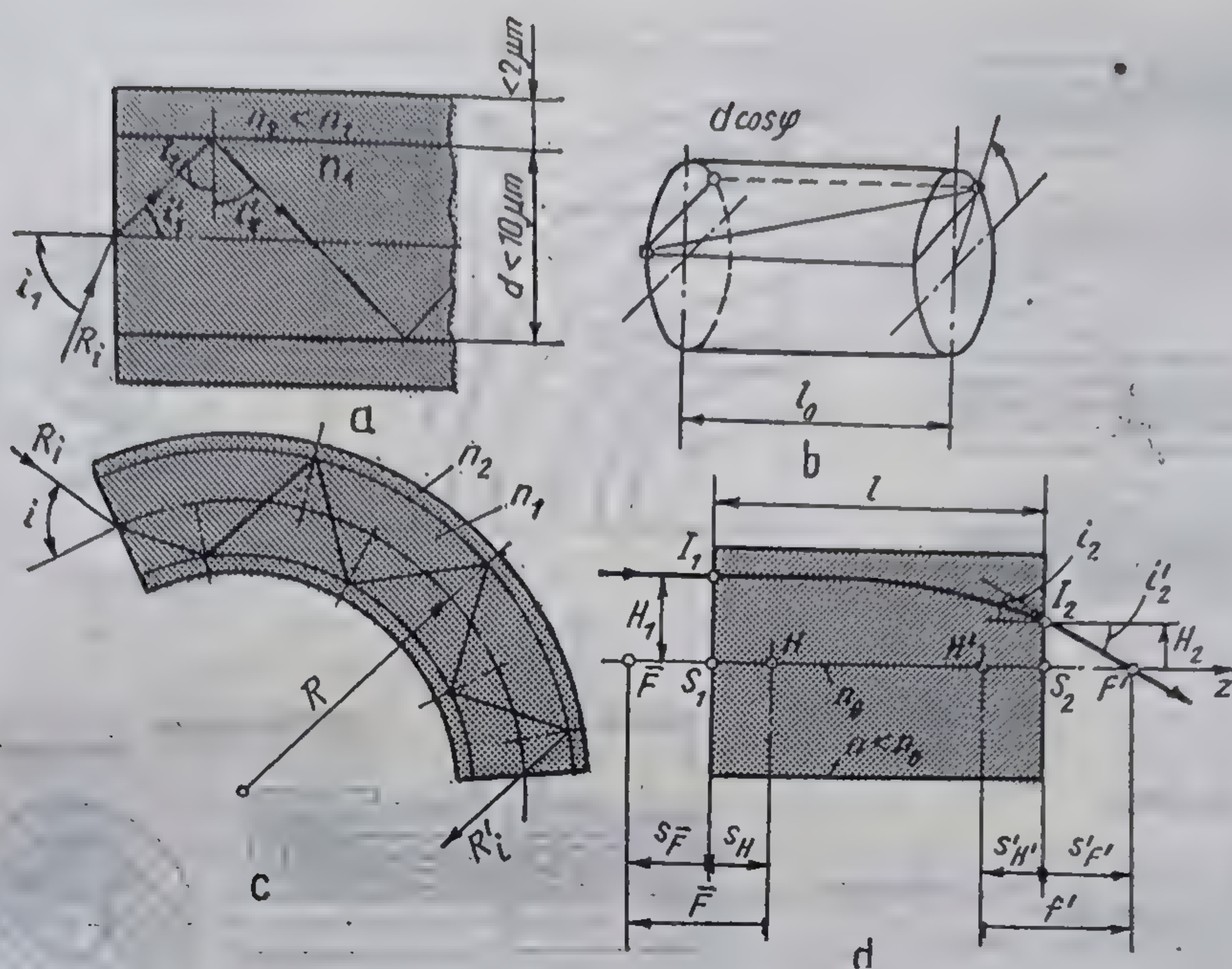


Fig. 4.78. Fibre optice.

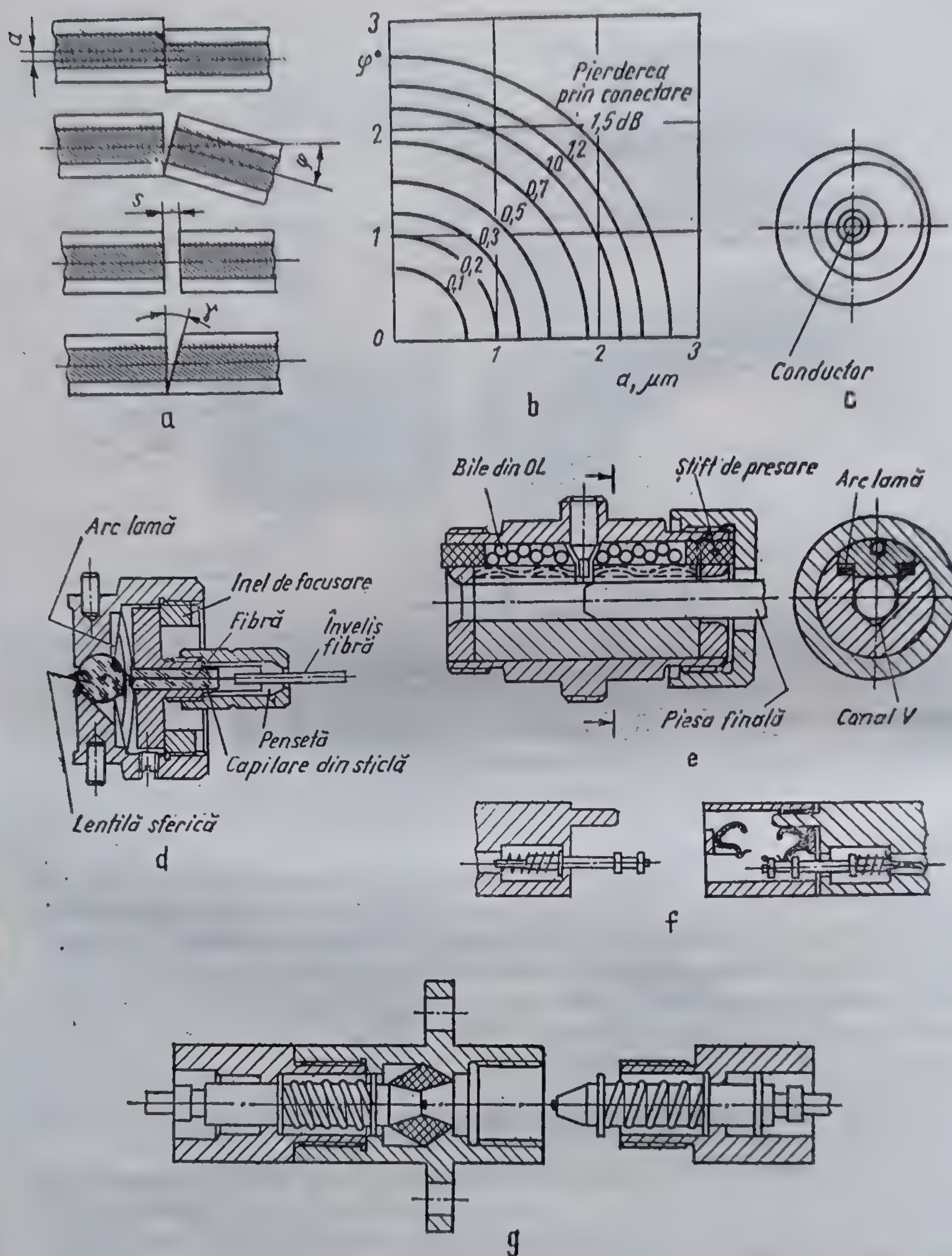
următoarele relații: $n_0 \sin i_1 = n_1 \sin i'_1$; $\sin i_2 = \cos i'_1$; $\cos i'_1 > 1/n_1$; $n_1^2 > \sin^2 i_1 + 1$; $\sin i_1 < 1 \rightarrow n_1^2 < 2$; $A_m = n_0 \sin \sigma_0 = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$; $A_s = A_m / \cos \varphi$ (A_m — apertura în planul meridian; A_s — apertura în planul sagital). Drumul prin fibră: $L = l / \cos i'_1$. Numărul de reflexii pe lungimea l : $N_m = l / l_0 = l \tan i'_1 / d$; $N_s = l \tan i'_1 / d \cos \varphi$.

Factorul de transmisie: $T = 80\%$. Fibrele pot fi curbate $d/R < 2(\sqrt{n_1^2 - A_s^2} / n_2 - 1)$. Fibrele gradient (fig. 4.78, d) au indicele de refracție continuu descrescător de la axă spre periferie. Un fascicul paralel este focalizat. Perioada $l_0 = 2\pi/\sqrt{k}$; $l_{min} = l_0(1+2m)/4$; $m = 0, 1, 2, \dots$; $f' = 1/n_0 \sqrt{k} \sin(\sqrt{k}l)$; $s'_H = (H_1 - H_2)/i'_2 = \tan(\sqrt{k}l/2)/n_0 \sqrt{k}$; $s'_F = -H_2/i'_2 = \cotg(\sqrt{k}l)/n_0 \sqrt{k}$; $i'_2 = n_0 i_2 = n_0 H'_2$; k este o constantă, mm^2 .

4.17.2. Conectoare pentru fibre optice

Pentru transmiterea informațiilor se folosesc de mai mulți ani conductori din fibre optice de tip multimod. În prezent există tendința de utilizare a conductorilor monomod, deoarece permit transmiterea informațiilor într-un domeniu mai larg. De asemenea, se urmărește mărirea lungimii de undă, deoarece pierderile prin amortizare scad cu creșterea acestei lungimi. Exemplu: $\lambda = 1300 \text{ nm}$, $P = 0,4 \text{ dB/km}$; $\lambda = 1550 \text{ nm}$, $P = 0,25 \text{ dB/km}$.

Pentru a pune în contact extremitățile a două fibre optice în absența unui lichid de cuplaj se poate imagina un sistem elastic de cuplaj numit conector, pentru a se asigura poziționarea cap la cap și presiunea de contact necesară care să evite deformarea celor două fibre.



Un conector de fibre trebuie să satisfacă următoarele cerințe: 1) amortizare mică (< 1 dB); 2) variație mică a amortizării la conectarea repetată ($\pm 0,2$ dB); 3) variație mică a amortizării la combinarea conectorilor de același tip; 4) etanșare perfectă a capetelor fibrelor; 5) uzură minimă a ele-

mentelor de legătură; 6) manevrarea comodă; 7) să aibă dimensiuni corespunzătoare normelor internaționale în scopul realizării interschimbabilității.

Criteriul principal de apreciere este factorul de amortizare al conectorului în dB/km.

Acest factor poate varia funcție de pierderile cauzate de: 1) proprietăți diferite ale fibrei (diametru, erori geometrice, aperturi diferite); 2) erorile mecanice de poziționare ale celor două fibre (fig. 4.79, *a*); 3) transmiterea prin mediu (pierderi prin reflexie Fresnel, murdărie, deformări ale suprafețelor frontale).

La fibrele monomod cu diametrul $d = 5 \dots 10 \mu\text{m}$ se admit deplasări transversale $a < 1,3 \mu\text{m}$ și unghiulare $\varphi < 1^\circ$ (fig. 4.79, *b*), în ipoteza că influența temperaturii este nulă.

Pentru realizarea acestor condiții, conectorul este alcătuit, de regulă, din două ștekere care conțin capetele fibrelor și o mufă de legătură (conectare) care asigură poziționarea cap la cap (în prelungire) a celor două fibre. Se cunosc numeroase soluții constructive brevetate ori publicate în literatura de specialitate, descrise detaliat în F.G.T. 35(1986) 12, 543—546 cu cele 10 trimiteri bibliografice).

Elementele finale de conectare cunoscute asigură fixarea fibrei în următoarele moduri: 1) poziționarea prin strângere în elementul final având ca suprafață de bazare suprafața exterioară a fibrei (în acest caz trebuie ca fibra să fie realizată cu precizie ridicată, iar toleranțele elementelor conectorului (diuzelor) sînt foarte mici; 2) poziționarea cu elemente de fixare obținute în timpul prelucrării mecanice după ce fibrele se poziționează în prelungire pe strung; 3) poziționarea prin strângere cu bușe excentrice (fig. 4.79, *c*); 4) poziționarea cu lentile sferice, acestea prezentînd avantajul unor toleranțe mai mari și dezavantajul unor forme mai complicate ale elementelor constructive (fig. 4.79, *d*).

Elementul cel mai dificil de realizat este mufa de cuplare care trebuie să asigure strângerea și poziționarea în prelungire a fibrelor într-un mod simplu și precis. Se cunosc mai multe soluții: 1) cu ajustaj corespunzător, 2) cu cleme, 3) cu ghidaj cu bile, 4) cu canal în *V* (fig. 4.79, *e, f*), 5) cu memorie de formă, 6) cu bușă biconică (fig. 4.79, *g*) din masă plastică ș.a. Se observă că soluția 4.79, *g* satisface toate condițiile puse pentru conectare.

4.18. Elemente optice pentru memorarea datelor

4.18.1. Construcția elementului optic de memorare

Mediile optice de memorare se caracterizează prin volum mare, manevrare simplă și cost acceptabil. Avantajele rezultă din compararea acestora cu alte medii (tabelul 4.13).

Elementul constructiv folosit este un disc din sticlă (substrat) sau din material plastic cu grosimea $d \approx 2 \text{ mm}$ și cu diametrul $D \leq 300 \text{ mm}$, prevăzut pe ambele suprafețe cu câte un strat din lac cu grosimea mai mică de $25 \mu\text{m}$, pe care se depune un strat de memorare subțire alcătuit din aliaj de Tellur, din Indiu-Seleniu-Antimoniu ori din alte materiale (fig. 4.80) aco-

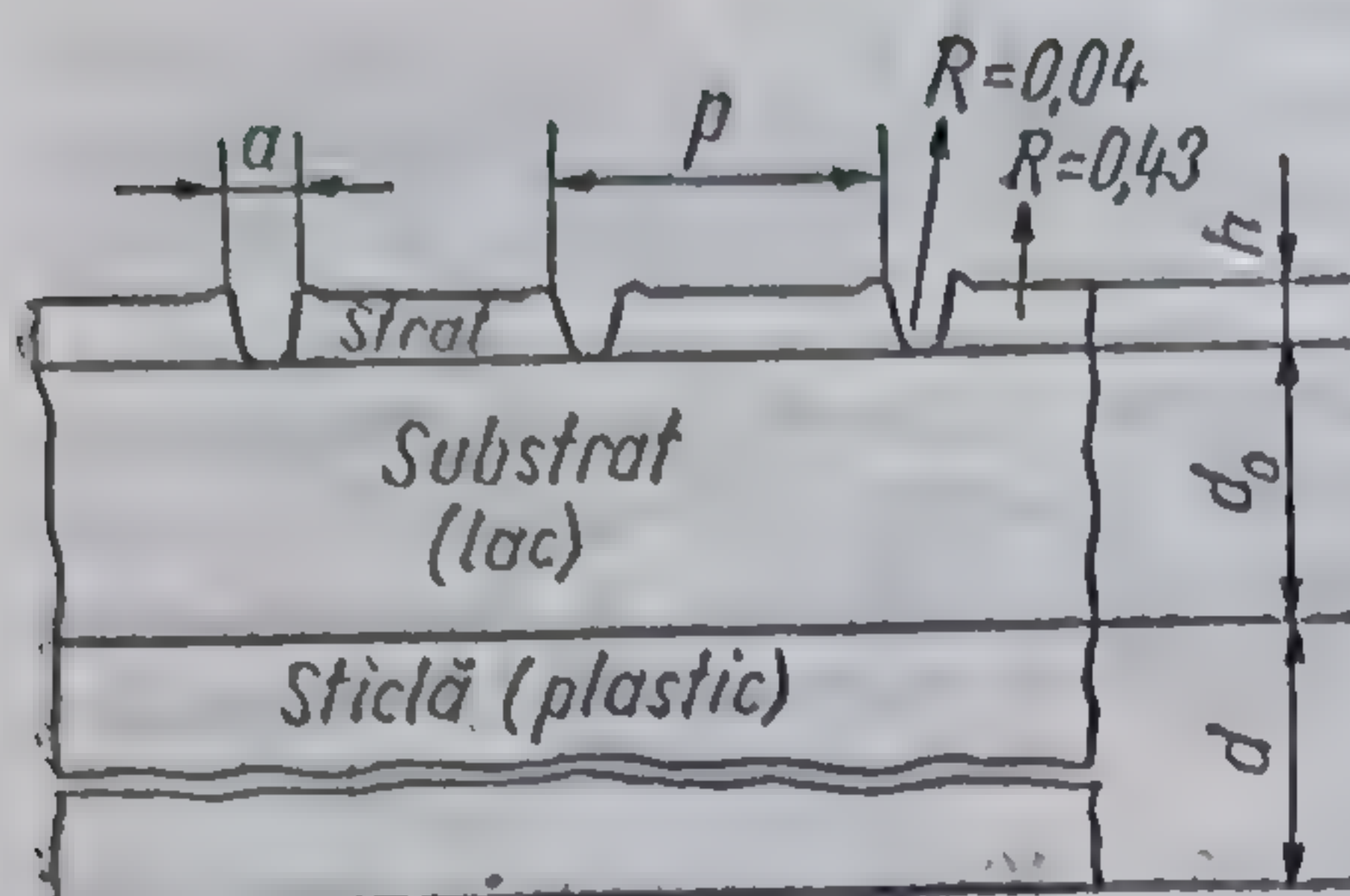


Fig. 4.80. Construcția elementului optic de memorare:
a — DOR; b — INDAB.

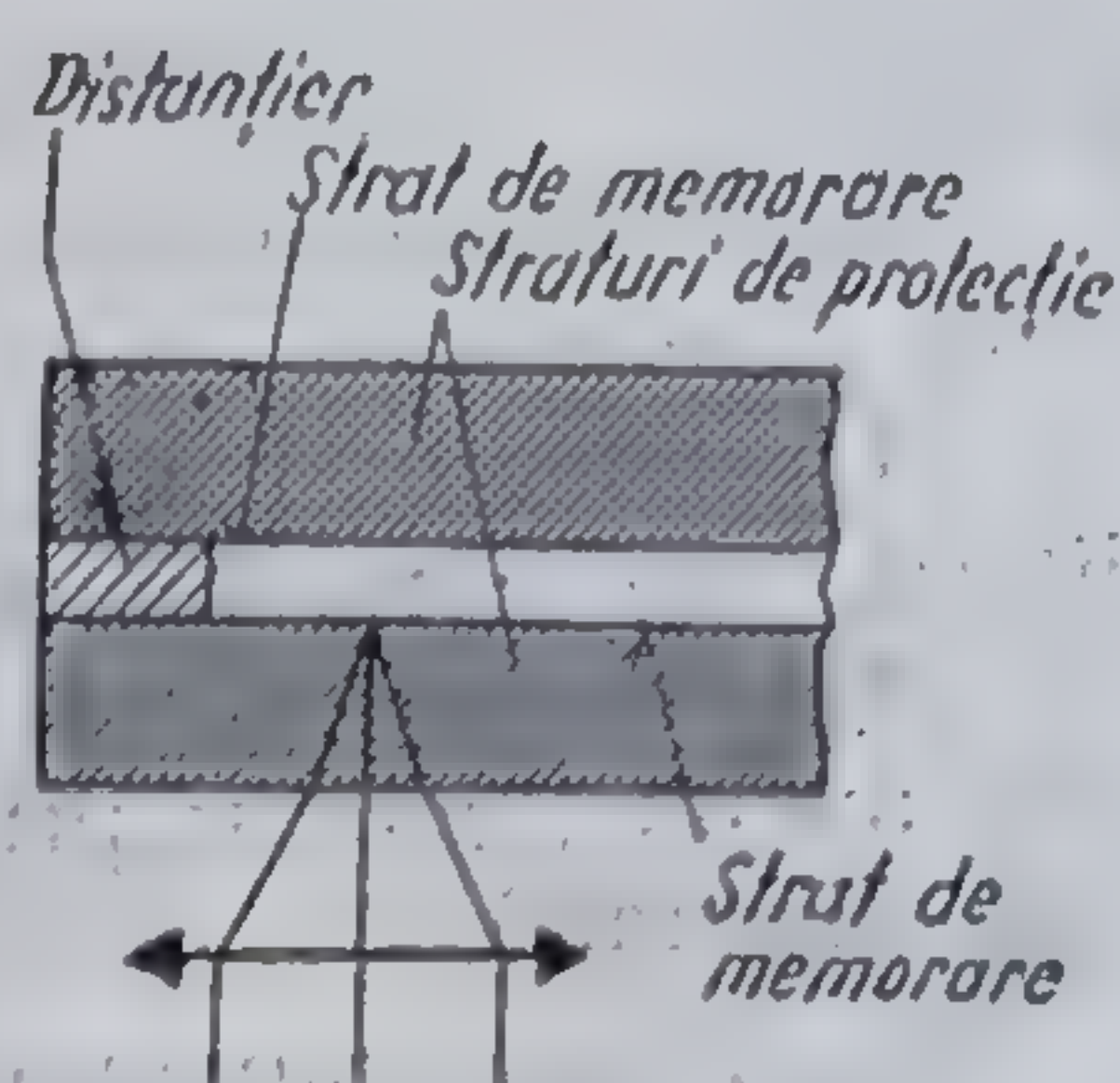


Fig. 4.81. Construcția unui element optic de memorare cu strat de protecție.

perite sau nu de alte straturi de protecție (fig. 4.81). Unele memorii sînt fixe, altele pot fi șterse și folosite în mod repetat.

Tabelul 4.13. Caracteristicile mediilor de memorare

Mediul de memorare	Unitatea de memorie	Nr. de pagini format A4	Densitatea de memorie bit/mm ²	Viteza de memorare și de citire
1 pagină-format A4	16 k bit	1	0,45	150 bit/s
Elemente semiconductoare	256 k bit	16	10 · 10 ³	5 Mbit/s
Memorie magnetică, cu bule (cu cavitație)	1 M bit	62,5	15 · 10 ³	50 kbit/s
Placă magnetică	260 Mbit	35 000	15 · 10 ³	15 Mbit/s
Bandă EDV	720 Mbit	45 000	10 ³	10 Mbit/s
Bandă casetofon 60 min	860 Mbit	62 500	2 · 10 ³	15 kHz
Placă Picup	1 200 Mbit	75 000	10 · 10 ³	20 kHz
Placă holografică	10 000 Mbit	630 000	1000 · 10 ³	100 Mbit/s
Placă CD	15 000 Mbit	940 000	270 · 10 ³	45 Mbit/s
Placă Optică	20 000 Mbit	1,3 · 10 ⁶	2000 · 10 ³	10 Mbit/s
Bandă video	150 000 Mbit	9,4 · 10 ⁶	120 · 10 ³	8 MHz
Placă optică	150 000 Mbit	9,4 · 10 ⁶	2700 · 10 ³	10 MHz
Creierul uman	10 Mbit	62,5 · 10 ⁶	10 ⁶	1 bit/s 50 bit/s

4.18.2. Discuri cu memorie fixă

a. *Memorarea informației.* Discurile cu memorie sînt dominante în prezent.

Pentru memorare se folosește acțiunea termică a radiației laser asupra stratului de memorare:

Funcție de natura materialelor folosite, pot avea loc următoarele modificări în strat: 1) topirea stratului și formarea unei cavități (PITS) sau a unei bule; 2) formarea unui aliaj și a unor modificări de fază; 3) variația fluxului magnetic; 4) schimbarea direcției de polarizare.

Aceste modificări ale stratului de memorare provoacă modificarea corespunzătoare a mărimii factorului de reflexie a radiației laser la redarea informației.

Formarea cavităților (PITS) și bulelor este reprezentată în fig. 4.82.

Date privind producerea straturilor prin absorbție indusă (INDAB) se găsesc în [431]. Forma spirală și dimensiunile acestor PITS se văd în fig. 4.83.

Așadar, memorarea datelor se face cu laser prin realizare pe stratul fotosensibil a unor cavități numite PITS. Aceste cavități pot fi absorbante sau reflectante (dacă se depune un strat reflectant pe ele). Date: turația $n = 1500$ rot/min; pasul spiralei $p = 1,6 \mu\text{m}$, lățimea unui PITS este $b = 0,4 \dots 0,6 \mu\text{m}$; adîncimea $h = 0,1 \mu\text{m}$. Lungimea unei urme și distanța dintre două urme succesive depind de informația memorată. Memorarea video-signalului are loc cu ajutorul modulării frecvenței, cu valorile de sincronizare 6,76 MHz și de alb 7,9 MHz (fig. 4.84). Lățimea benzii de frecvență este 2,5 ... 8 MHz.

b. *Extragerea informației.* Redarea informației (citirea unui disc) se realizează prin palpare fără contact cu un fascicul laser HeNe sau diode laser prevăzute cu sistemele optice corespunzătoare. În zonele dintre PITS lumina se reflectă total și intră în obiectivul de proiecție. Lumina incidentă pe un PITS se reflectă difuz și ajunge parțial în obiectivul cu apertură $A = 0,4$. În fig. 4.85 se văd schemele a două sisteme de palpare. Cubul este un sistem de polarizare, adică un filtru de polarizare orizontal. Raza laser incidentă pe lama L este polarizată circular, trece prin obiectivul de focusare, se reflectă de discul de memorare care o polarizează din nou circular și trece prin lama $\lambda/4$ unde

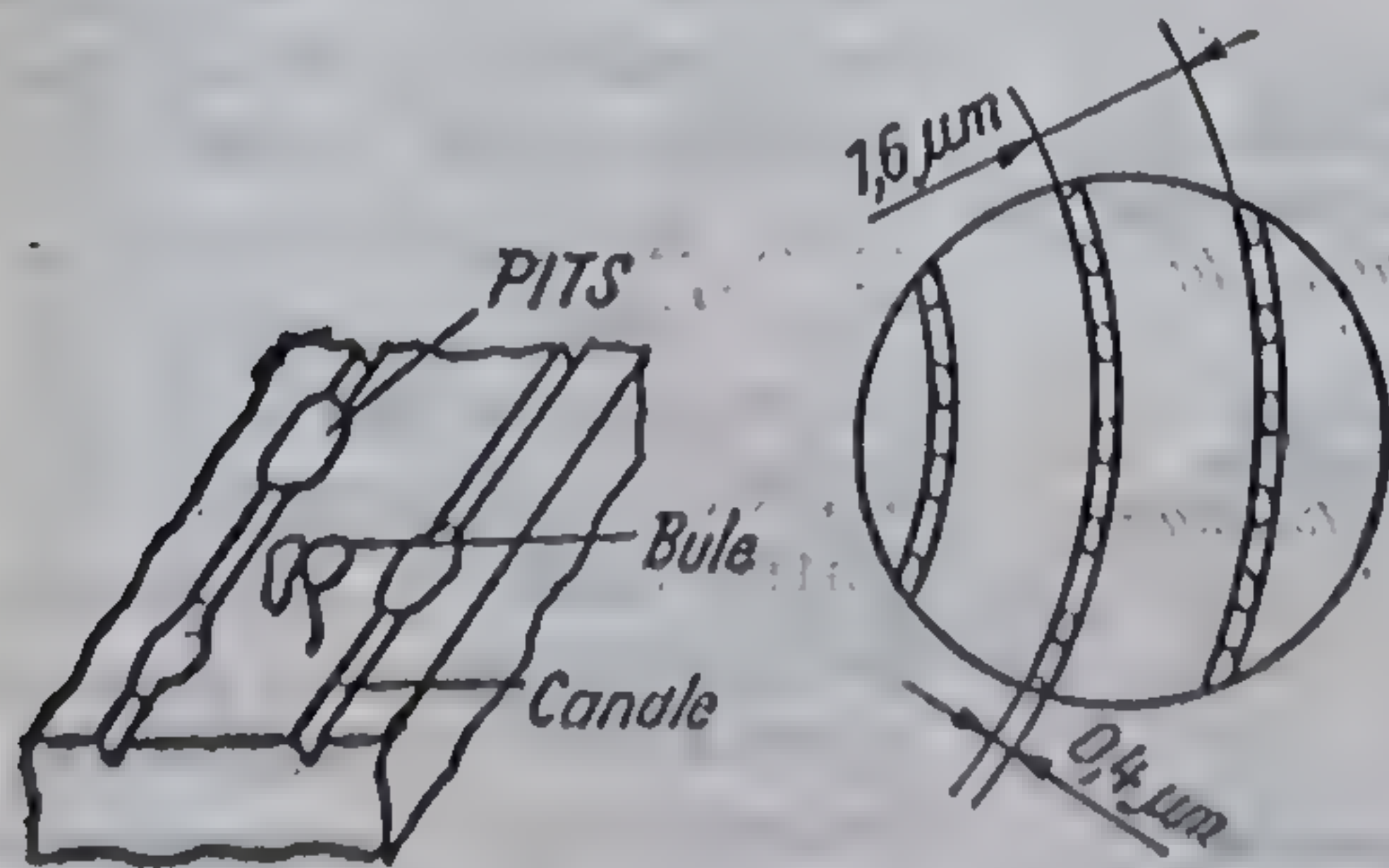


Fig. 4.82. Poziții de memorare pe o placă optică în formă de cavități (Pits).

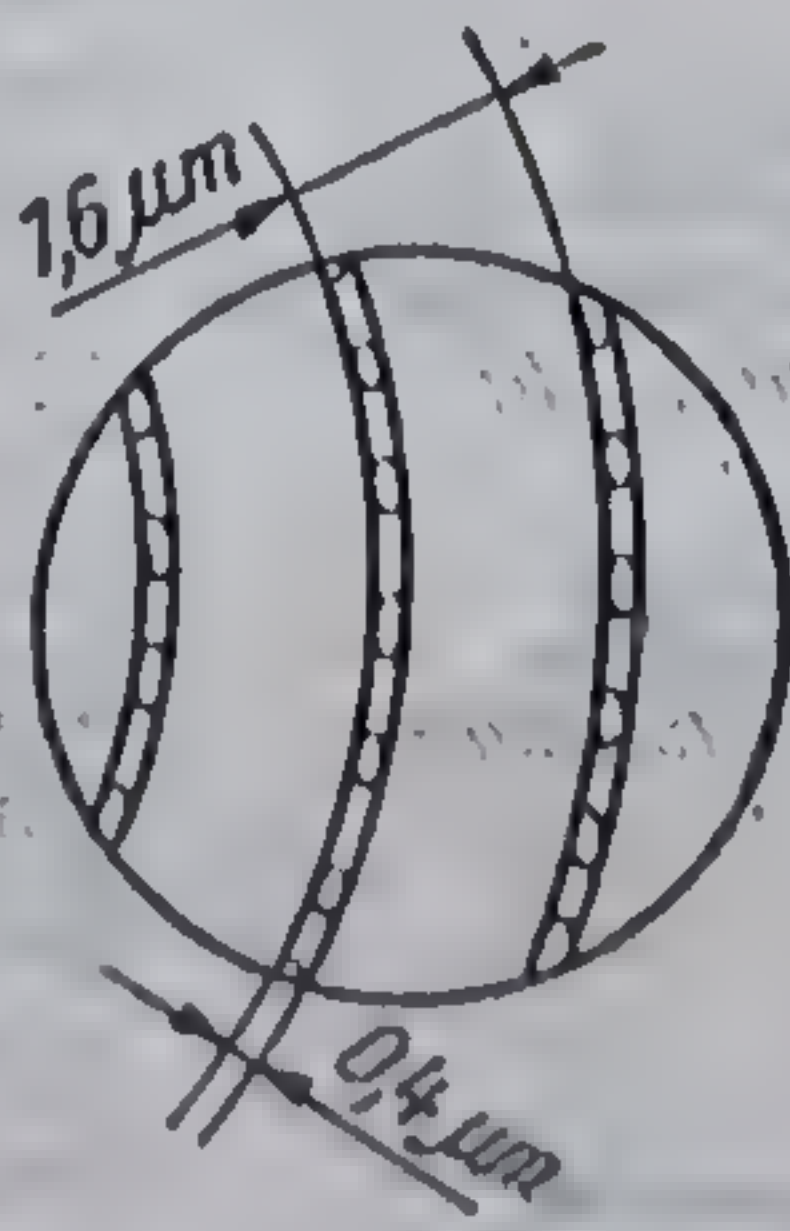


Fig. 4.83. Forma și dimensiunile cavităților.

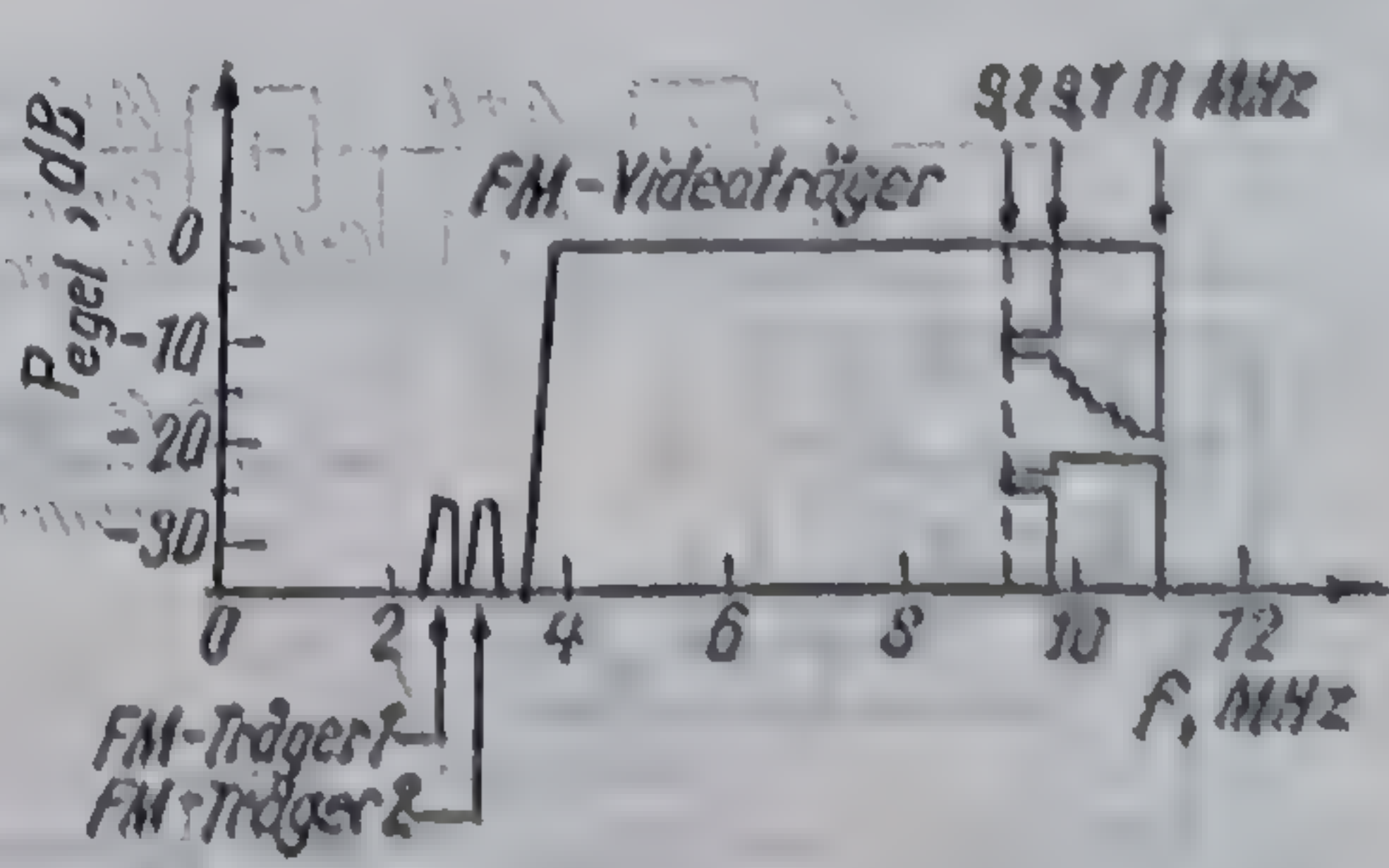


Fig. 4.84. Memorarea semnalului prin modularea frecvenței.

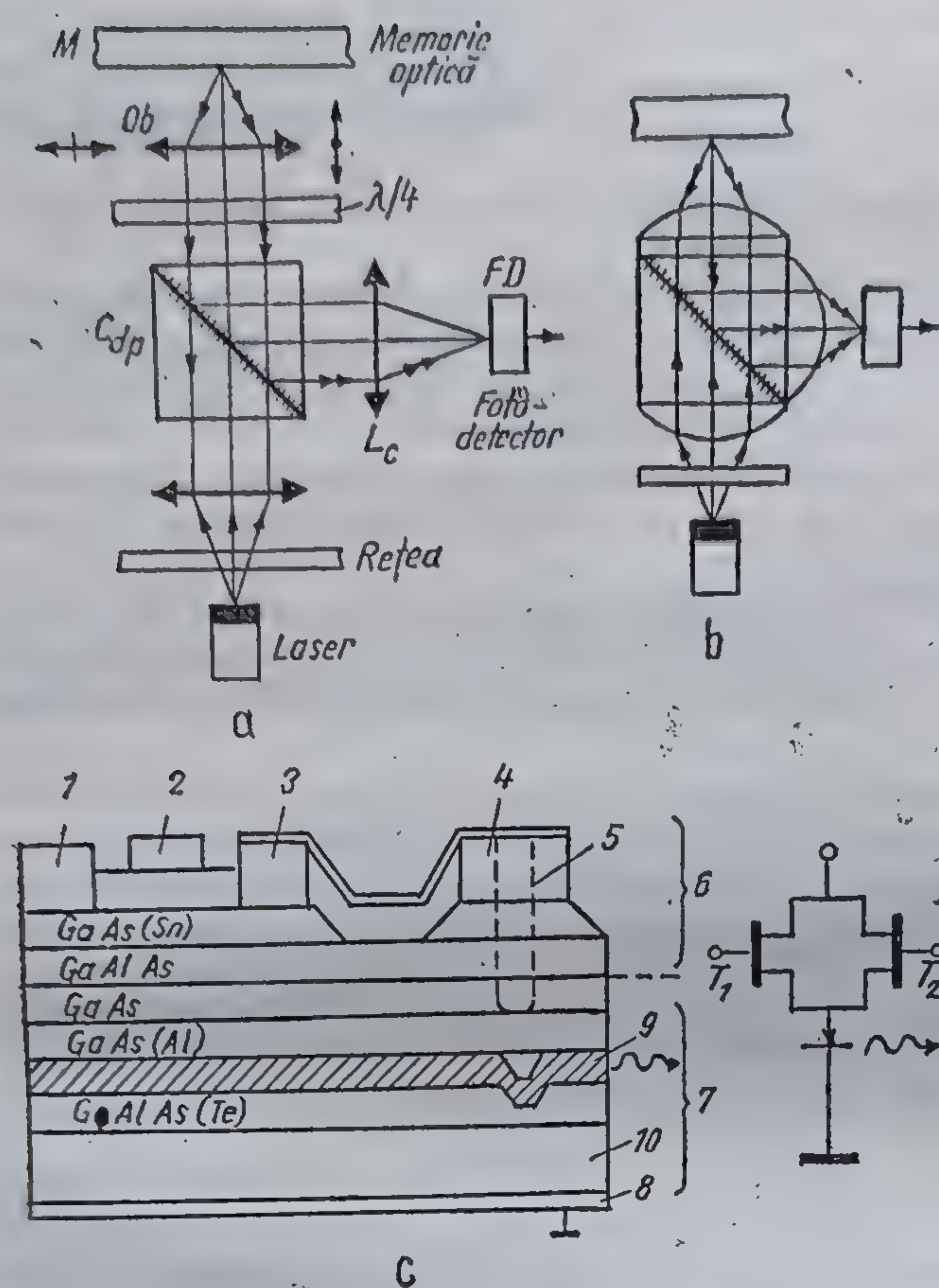


Fig. 4.85. Sisteme optice de înregistrare și extragere a informației pe discuri optice:
 a — schema optică; b — sistem compact (gabarit redus);
 c — circuit optoelectronic integrat pe bază de GaAs.

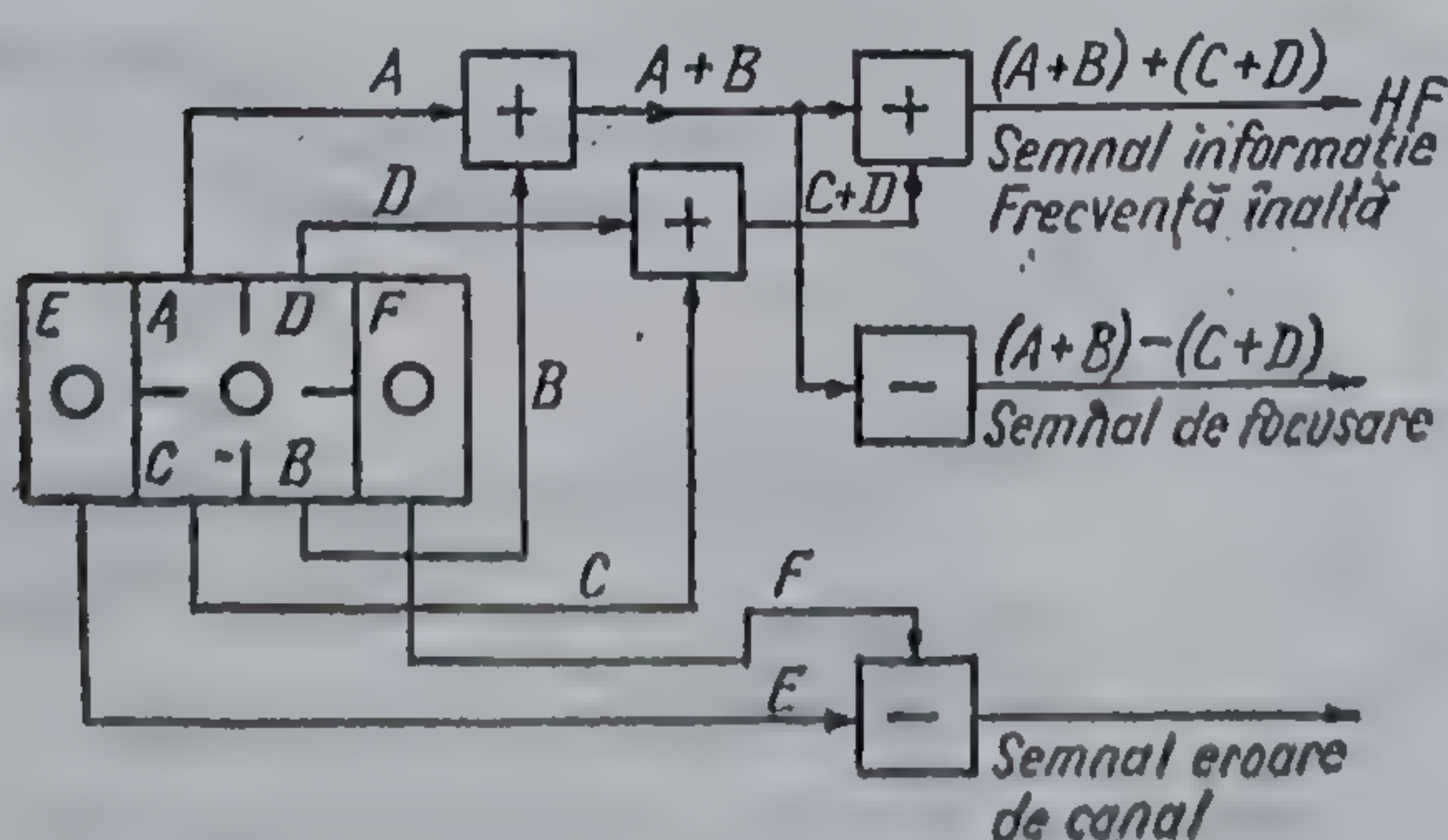


Fig. 4.86. Fotodiodă detectoare de construcție specială, pentru autopозиționare pe pistă.

are loc modificarea direcției de rotire a polarizării circulare și deci devine polarizată linear. Raza de citire provenită de la laser trece prin divizor înapoi, iar cea provenită de la lama $\lambda/4$ este reflectată de suprafața ipotenuză a cubului divizor spre fotodetector. În acest mod se evită interferența fasciculului incident cu cel reflectat de disc. Un sistem optic reglat de un servosistem focusează fasciculul laser pe stratul de memorare cu diametrul $\varnothing 1 \mu\text{m}$.

Prisma de polarizare, lama $\lambda/4$ și lentilele cilindrice pot fi realizate ca o componentă compactă în sistemul optic de citire (fig. 4.85, b).

Pentru a se realiza o palpăre punctiformă, obiectivul are o mișcare oscilatorie axială comandată de un curent ce se obține prin evaluarea focusării astigmatice pe suportul memoriei cu ajutorul unei fotodiode receptoare speciale. Aceasta conține trei suprafețe receptoare (fig. 4.86). Suprafața mijlocie este divizată în patru cadrane. Fasciculul incident pe suprafața mijlocie se distribuie uniform pe cele patru cadrane (dacă palpărea este precisă) și suma semnalelor electrice corespunzătoare reprezintă semnalul HP al informației. Faptul că pata luminoasă are o formă eliptică pe discul în mișcare de

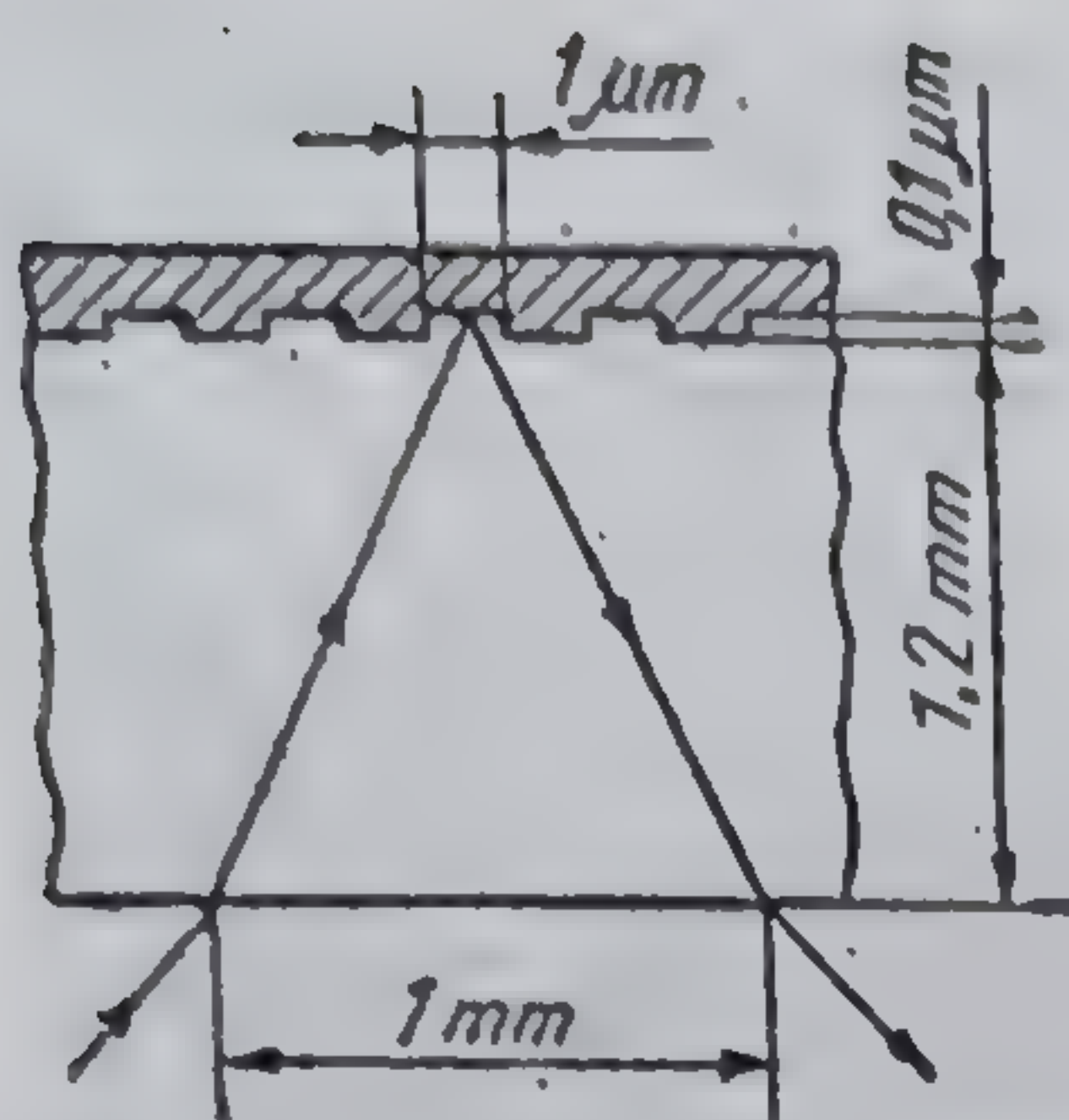


Fig. 4.87. Disc compact CD cu memorare digitală.

rotație are ca efect inegalitatea semnalelor date de cele patru cadrane. Diferența acestora reprezintă semnalul de comandă pentru mișcarea obiectivului cu 2,5 mm/min. În acest fel se obține o precizie de ghidare radială de $\pm 0,1 \mu\text{m}$. Totuși, pentru compensarea influenței excentricității discului, se utilizează încă două raze ajutătoare, deplasate una față de alta în sensuri contrare, care se reflectă și ajung pe cele două suprafețe exterioare *E* și *F* ale fotodiodei. Diferența semnalelor celor două suprafețe receptoare servește la ghidarea capului de palpăre pe spirala cu PITS.

4.18.3. Discuri optice de memorare digitală

Discul compact (CD — compact DISC) cu memorare digitală este un disc din material plastic transparent prevăzut cu un strat din argint în care se execută cavități (PITS) cu lățimea $b \approx 0,4 \mu\text{m}$ și adâncimea $h = 0,1 \mu\text{m}$, pe o spirală cu pasul $p = 1,6 \mu\text{m}$. Acești PITS sînt purtătorii informației. Stratul de memorare din Ag este acoperit cu un strat de protecție transparent, cu grosimea mai mare de 1,1 mm. Imprimarea și redarea informației precum și ghidarea capului de palpăre se fac după principiile expuse mai sus (fig. 4.87). Pentru depistarea erorilor de palpăre se folosește un procedeu special.

Un disc CD — ROM cu diametrul $\varnothing 120 \text{ mm}$ permite memorarea a 150 000 pagini A4 dactilografiate. Citirea se face cu un sistem special CD — Pickup și poate fi conectat cu calculatorul. Discul poate fi reprodus economic ca discul de pickup.

4.18.4. Discuri optice de memorare DOR

Discul optic de memorare DOR (DOR = Digital Optical Recording) nu se deosebește principal de cel anterior, dar permite memorarea și redarea pur digitală a 500 000 pagini format A4. Așadar, informația este caracterizată prin prezența ori lipsa de PITS (puncte) pe discul care se rotește cu turația $n = 480 \text{ rot/min}$. Rata de transmitere a datelor atinge 250 kbyte/s.

Discul cu diametrul $\varnothing 300 \text{ mm}$, constă din două lame din sticlă între care se fixează un strat sensibil din aliaj de telur cu grosimea de circa 40 nm. Acest strat trebuie protejat, deoarece se oxidează ușor în aer. La imprimare, fasciculul laser produce cavități prin arderea locală a stratului. Discul este prevăzut cu un înveliș de protecție.

a. *Memorarea informației.* În timpul memorării, un fascicul laser focusat realizează pe disc un canal în formă de spirală cu pasul $p = 1,6 \mu\text{m}$ care servește la ghidarea capului de citire. Discul conține 32 000 de canale (rile) repartizate în 32 sectoare. Fiecare sector este caracterizat printr-un număr de spirală (canal) și de sector (fig. 4.88). Fiecare canal (spirală) poartă semnale în formă de variație a adâncimii. Datele sînt înregistrate prin formarea prin ardere a unor urme (cavități = puncte = PITS) cu diametrul $\varnothing 1,3 \mu\text{m}$.

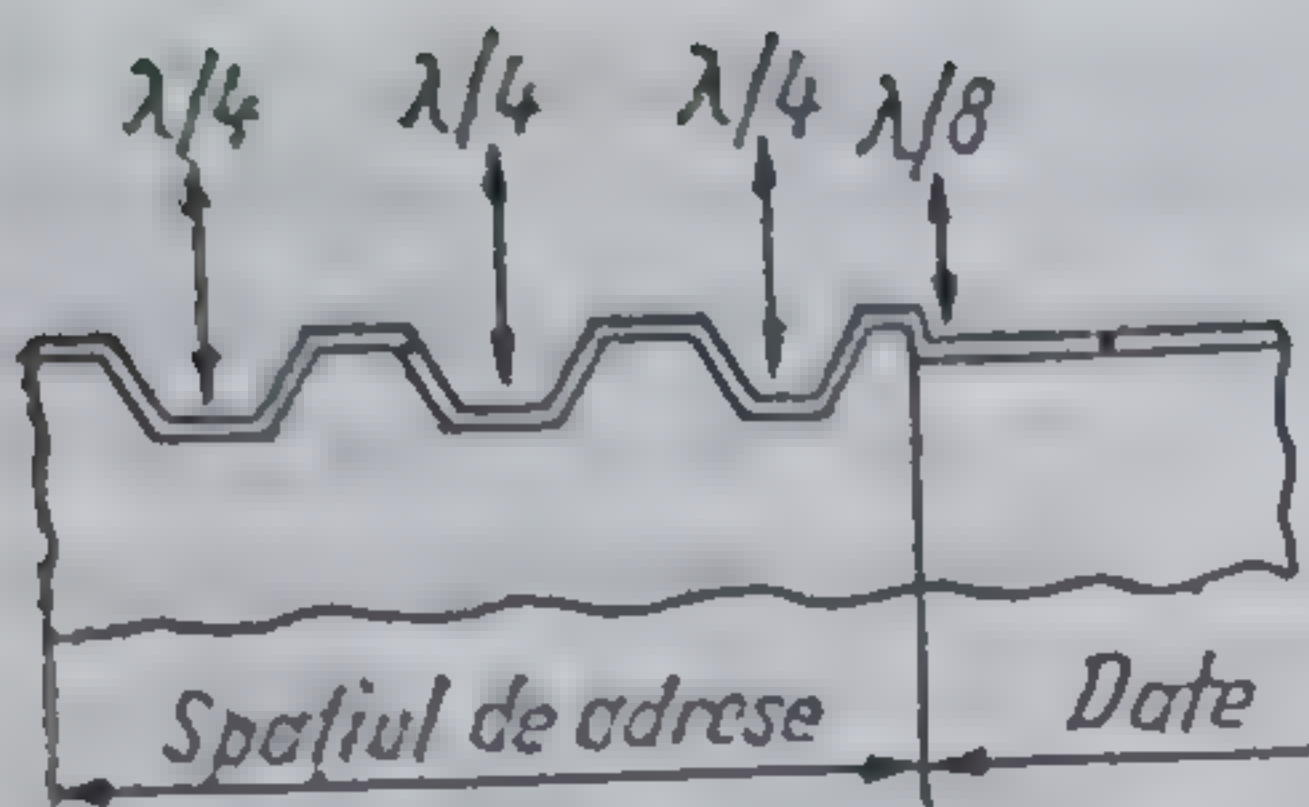


Fig. 4.88. Disc optic cu canale în spirală pentru memorarea prin ardere.

Așadar, densitatea de memorare este de $3 \cdot 10^5$ bit/mm².

b. *Extragerea informației.* Extragerea datelor are loc cu un sistem optic cu radiația laser AlGaAs de putere mică, (fig. 4.85, c). Obiectivul focusează fasciculul într-un punct cu diametrul de $\varnothing 1 \mu\text{m}$. Deoarece factorul de reflexie este mare între PITS și mic pe PITS, are loc o modulare a fluxului luminos pe fotodetector. Precizia de ghidare pe spirală a capului de citire este de $\pm 0,15 \mu\text{m}$,

asigurată de o pată luminoasă laser care este focusată pe spirală. Când pata este asimetrică ia naștere un semnal eroare livrat de un detector-balanță, care comandă servosistemul de poziționare radială. Un al doilea servosistem optoelectronic urmărește precizia de focusare a obiectivului (v. fig. 4.85).

În afara aliajului de telur menționat, se mai folosesc și alte materiale pentru memorare: TeO_x ($x = 1,1$ sau $1,2$) TeC ș.a.

Alte discuri de memorare sînt simbolizate MEGADOC, respectiv GIGA-DISC. Acestea pot fi conectate la imprimante și calculatoare. Gigadiscul GD 1001 fabricat de firma Thomson — CSF posedă un miliard de biți pe fiecare parte, adică permite memorarea unui volum de 650 000 pagini dactilografiate. Se memorează și se citește text, imagine și ton.

4.18.5. Discuri magnetooptice de memorare

Elementele optice discutate în paragrafele anterioare sînt folosite numai pentru citit; ele nu pot fi șterse și folosite pentru imprimări repetate.

Discurile magnetooptice, obținute prin folosirea efectelor magnetice și tehnologiei straturilor magnetice și optoelectronice subțiri, permit memorarea și ștergerea datelor în mod repetat, datorită modificării proprietăților optice ale materialului magnetic, respectiv ale unui fascicul luminos, sub influența unui câmp magnetic.

Cele mai utilizate sînt efectele Kerr și Faraday. După cum se cunoaște, efectul Kerr apare la reflexia luminii laser polarizate liniar pe un material magnetizat. Astfel, dacă vectorul electric al luminii incidente vibrează paralel la planul de incidență (polarizarea liniară), atunci lumina reflectată posedă, prin efectul Kerr, o componentă electrică care vibrează perpendicular și lumina polarizată liniar devine polarizată eliptic. Polarizarea poate fi polară, longitudinală sau transversală (fig. 4.89). Pentru memorare prezintă interes deosebit magnetizarea polară.

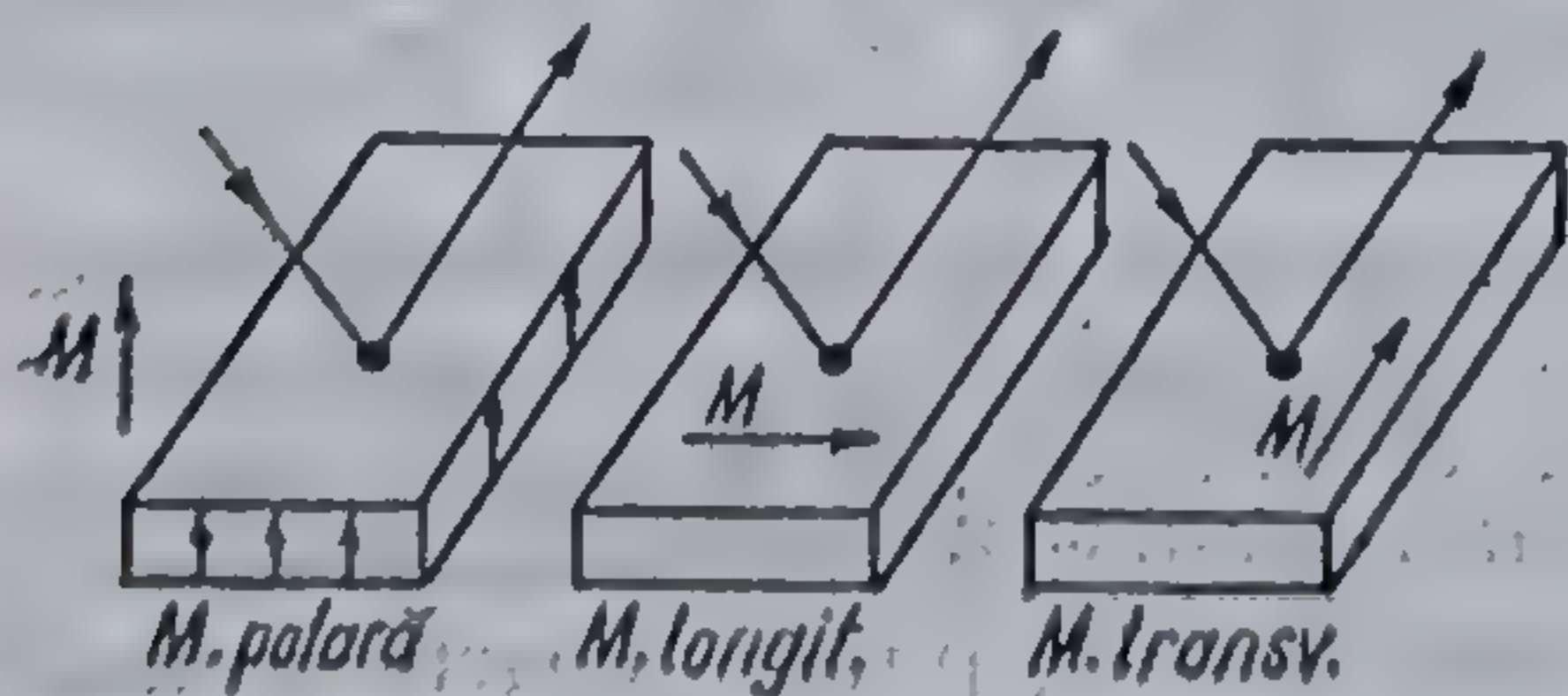


Fig. 4.89. Folosirea efectului Kerr pentru memorarea informației.



Fig. 4.90. Folosirea efectului Faraday pentru memorarea informației.

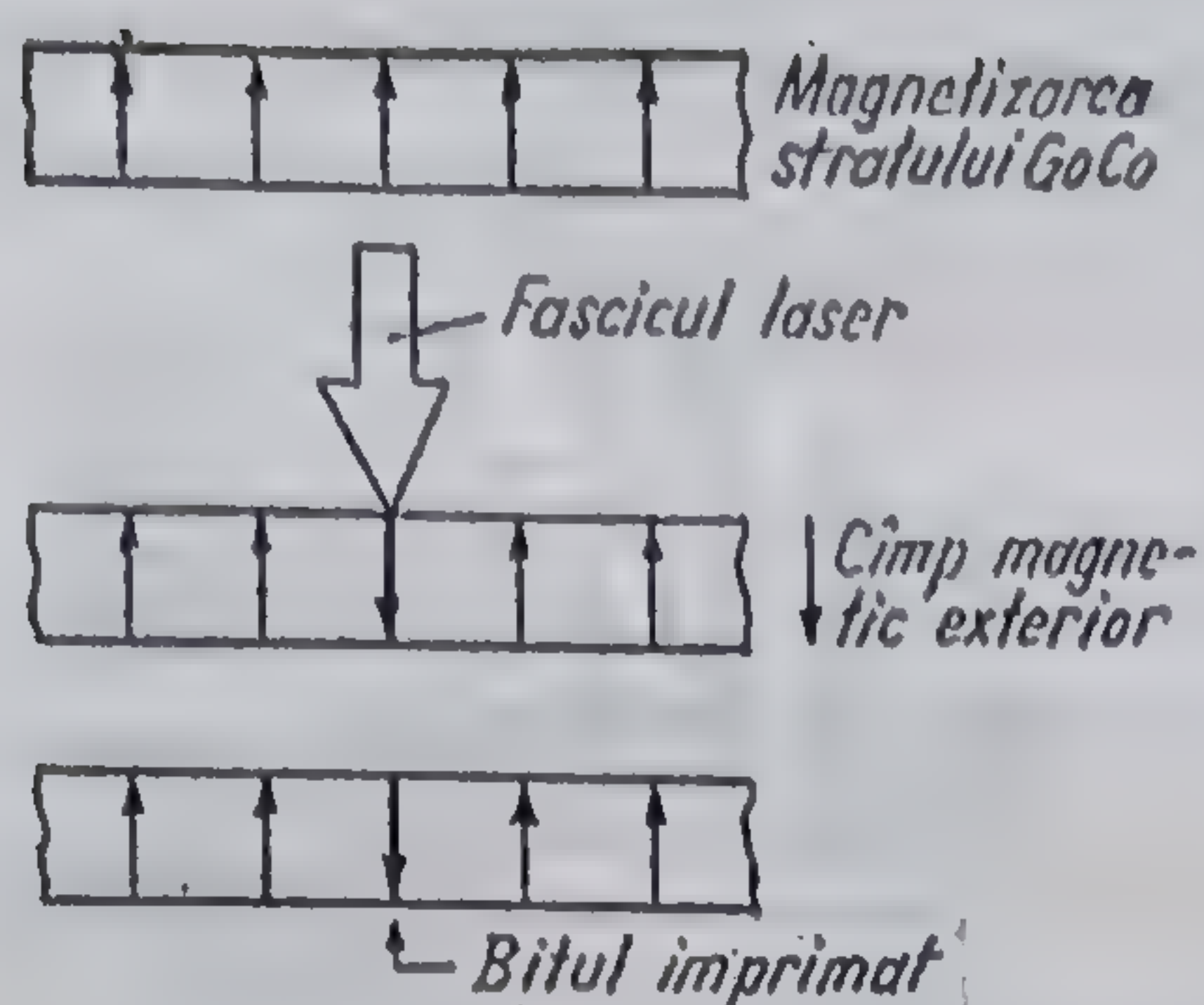


Fig. 4.91. Memorarea informației pe medii magnetice.

Așadar, în cazul folosirii efectului Kerr, lumina nu străbate placa magnetică, ci se reflectă pe aceasta.

În cazul folosirii efectului Faraday, lumina polarizată linear care străbate un mediu magnetic (substanță sau câmp) este influențată de acesta; mediul magnetic rotește vectorul electric E al luminii cu unghiul α (fig. 4.90). La materialele fero-și ferimagnetice se magnetizează materialul.

Materialele folosite pentru mediile de memorare magnetooptice sînt straturile subțiri: 1) monocristaline (Granate); 2) policristaline (MnBi, PtCo) și 3) amorfe (TbFe, GdCo), ultimele două fiind cele mai economice.

Plăcile magnetooptice sînt realizate din straturi subțiri depuse pe substraturi de reflexie, de protecție etc.

Date: Densitatea de memorare: 10^8 bit/cm²; reproductibilitatea: mai mare de 10^5 ori; diametre \varnothing 300 mm; structură fizică și chimică stabile.

a. *Memorarea informației.* Memorarea informațiilor are loc prin încălzirea mediilor de memorare magnetooptice cu un fascicul laser, în timp ce există un câmp magnetic exterior. În acest mod, magnetizarea M a mediului de imprimare încălzit ia direcția câmpului magnetic exterior (fig. 4.91). Intensitatea H_c a câmpului magnetic pentru schimbarea magnetizării mediului de memorare scade cu creșterea temperaturii. La materialele feromagnetice câmpul H_c scade în apropierea temperaturii Curie. Materialele ferimagnetice au o temperatură de compensare sub temperatura Curie, la care magnetizarea este nulă. Deoarece H_c se modifică mult în acest domeniu, imprimarea este posibilă.

Așadar, pentru imprimarea datelor pe plăci magnetooptice este necesară existența unui câmp magnetic și a unui fascicul laser, fapt care permite să se lucreze 1) cu modularea câmpului magnetic sau 2) cu modularea fascicului laser. În primul caz, fasciculul laser atinge mediul de imprimare în mod continuu și se modifică doar direcția câmpului magnetic exterior. În al doilea caz, se încălzește mediul de memorare intermitent (modulat), numai acolo unde trebuie fixată informația.

b. *Redarea informației.* La citirea datelor se folosește un fascicul laser polarizat linear de un polarizor. Acest fascicul, incident pe mediul de memorare, este reflectat (efectul Kerr) sau transmis (efectul Faraday) cu modificarea polarizării funcție de magnetizarea suprafeței memoriei. Apoi trece printr-un analizor și ajunge la un fotodetector.

Un disc cu memorie magnetooptică, cu ștergere, avînd diametrul \varnothing 300 mm, are o capacitate de memorare pe o singură parte, de 1 Gbit.

Date: turația $n = 900$ rot/min; numărul de canale (urme) = 43 750; numărul de sectoare = 25; numărul kbit/sector = 1; temperatura Curie = 180°; materialul de bază: acril.

Un disc cu \varnothing 120 are: $n = 1.200$ rot/min; 17 000 piste pe fiecare parte; stratul de memorare: aliaj din cobalt cu terbiu, cu punctul Curie la 240°C.

Un disc cu \varnothing 50 mm și grosimea de circa 3 mm permite memorarea a 5 000 pagini A4 și poate fi introdus în mașini de scris și calculatoare. Stratul de memorare este alcătuit din GdTbFe (Gadolinium-Terbiu-Fier) și este

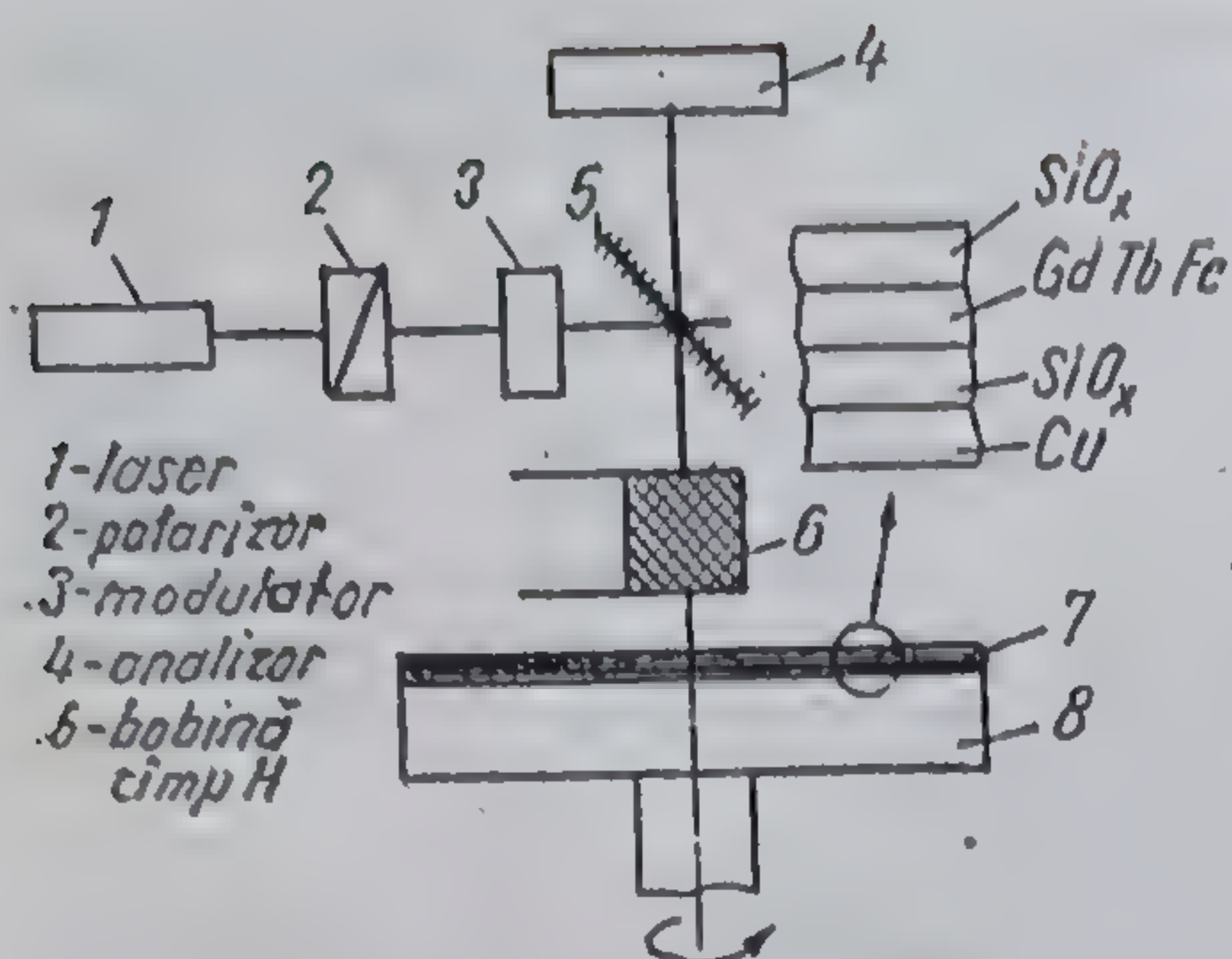


Fig. 4.92. Sistem pentru memorarea și redarea informației pe memorii magnetooptice.

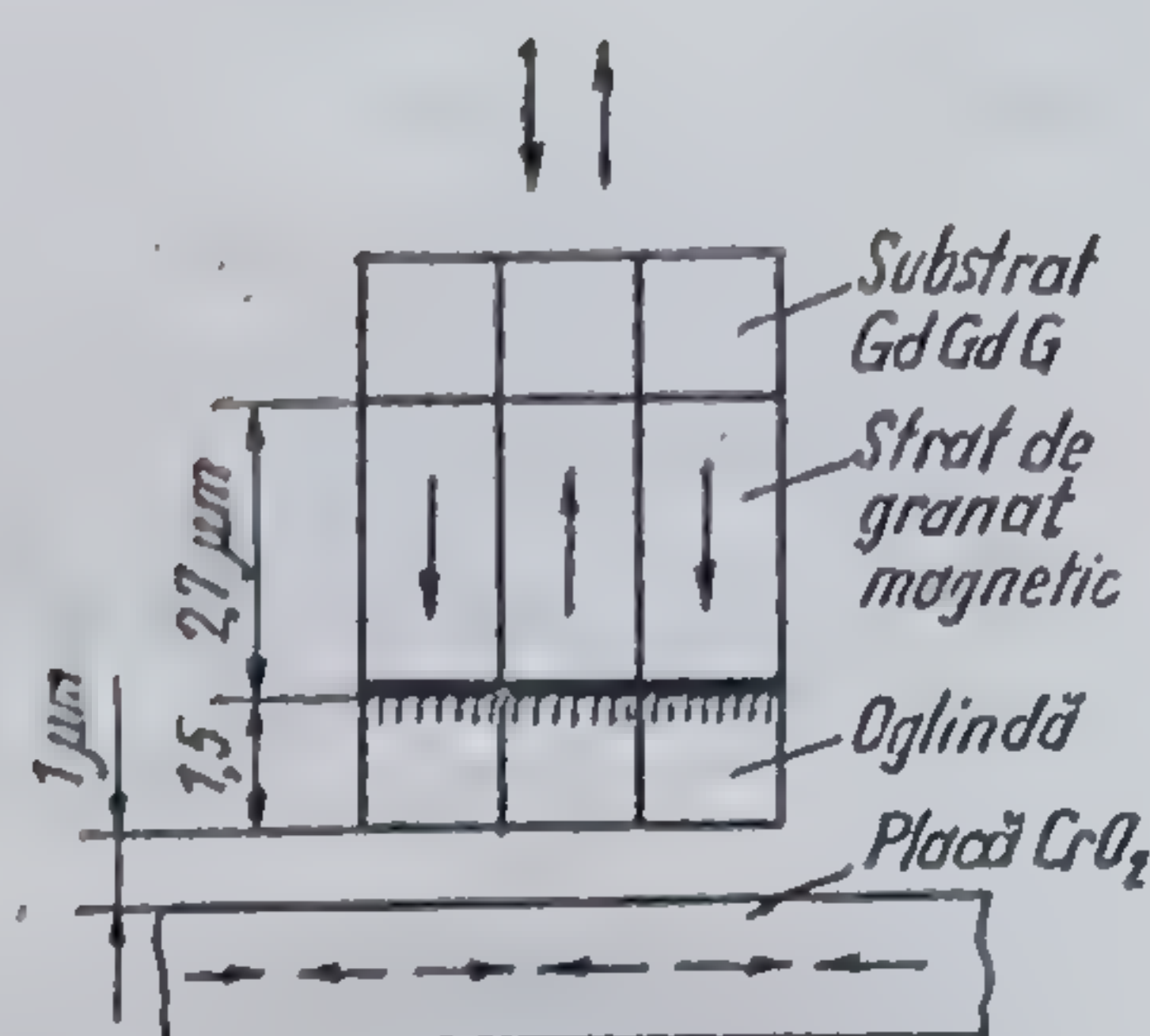


Fig. 4.93. Explorarea fără contact a unui disc magnetooptic.

depus ca strat amorf cu grosimea de 50 nm pe un suport din plastic (fig. 4.92). Protecția se face cu un strat de plastic. În suportul de plastic se execută canale în formă de U, cu adîncimea $h = 0,5 \mu\text{m}$ și lățimea $b = 5 \mu\text{m}$, în care se imprimă datele cu ajutorul fascicului laser și cîmpului magnetic exterior.

Un alt material de memorare preferat este aliajul Gadolinium-Cobalt (GdCo), la care imprimarea se face cu compensarea temperaturii. Astfel: se încălzește locul de memorare cu un fascicul laser scurt (impuls). Apoi urmează o magnetizare corespunzătoare a cîmpului exterior învecinat.

Stratul amorf GdCo se pulverizează pe un disc din sticlă cu diametrul $\varnothing 150 \text{ mm}$ și grosimea $d = 1,50 \text{ mm}$. Densitatea de memorare: 10^8 bit/cm^2 .

În fig. 4.93 este reprezentat un disc magnetooptic construit din CrO_2 , care se rotește cu turația $n = 3600 \text{ rot/min}$, din care extragerea datelor se efectuează indirect. De la acest disc magnetizarea se transmite la stratul de granat cu grosimea de $2,7 \mu\text{m}$, care, la rîndul său, modifică starea de polarizare a fascicului laser incident pe oglinda dielectrică cu grosimea de $1,5 \mu\text{m}$. Distanța dintre disc și capul de polarizare este de $1 \mu\text{m}$. Substratul acestui cap este alcătuit din Gadolinium-Gadolinium-Granat.

4.18.6. Discuri optice de memorare reversibile

Există materiale care își modifică local și reversibil rețeaua cristalină sub acțiunea termică a unui fascicul laser. Această modificare are ca urmare modificarea factorului de reflexie a fascicului laser de citire. De exemplu, dacă pe un strat de memorare din suboxid de tellur cade un fascicul laser de scriere a datelor, acest strat trece local din starea cristalină în cea amorfă. La citire, în locurile transformate, factorul de reflexie se reduce considerabil față de cel existent în locurile în care rețeaua a rămas nemodificată, cristalină. Dacă se folosește un aliaj din Ag și Zn, acesta își modifică rețeaua hexagonală în rețea cubică la încălzire peste 300°C . Ca urmare, se schimbă culoarea din argintiu în roșu-roz și deci se micșorează considerabil factorul de reflexie. Ștergerea datelor se face prin încălzire la 100°C și răcire lentă.

Extragerea datelor se face cu impulsuri laser scurte, $\lambda = 800 \text{ nm}$ și $P = 20 - 30 \text{ mW}$, care încălzesc locul de memorare pe adîncimea de $1 \mu\text{m}$.

a. *Memorarea datelor.* Memorarea (scrierea) datelor se face cu un fascicul modulat ($\lambda = 830 \text{ nm}$) emis de o diodă laser, care, pe traiectoria sa, transformă starea cristalină în stare amorfă.

b. *Ștergerea datelor.* Ștergerea memoriei, adică stabilirea stării cristaline, se face cu un fascicul laser ($\lambda = 780 \text{ nm}$), cu putere mai mare decât a celui de memorare.

În prezent se experimentează memorii moleculare. Sub acțiunea unei anumite frecvențe de rezonanță molecula obține diferite culori și deci reflectă în mod diferit. Se speră realizarea unor computere care să deosebească peste 1 000 de nuanțe de culoare pe o particulă. Deoarece există circa 100 miliarde de particule pe cm^2 , densitatea informației memorate va fi de 100 miliarde biți/ cm^2 [410].

Corporația americană Mostek a realizat un chip pe care celulele de memorare sînt ordonate în blocuri de $8 \times 32 \text{ kbit} = 256 \text{ kbit}$, iar la IBM (SUA) s-au experimentat memorii de 512 kbiți ($\cong 524\,288$ celule de memorare). Structurile acestor elemente au lățimi de $1,5 \text{ }\mu\text{m}$.

Firma Philips a realizat discuri cu $\varnothing 300$, citite fără contact, cu capacitatea de memorare de 10^{10} bit ($\cong 5 \cdot 10^5$ pagini text A4). Aceste discuri pot fi copiate galvanic, argintate și acoperite cu lac, pentru ca urmele de $0,1 \text{ }\mu\text{m}$ adîncime, $0,4\text{--}0,7 \text{ }\mu\text{m}$ lățime și $0,9 \dots 3,3 \text{ }\mu\text{m}$ lungime, situate pe o spirală cu pasul $p = 1,6 \text{ }\mu\text{m}$, să nu se umple cu praf. Așadar, praful și zgîrîiturile pe stratul de protecție nu deranjează, deoarece se află în afara profunzimii obiectivului capului de citire.

Firma Siemens a realizat un disc magnetic cu memoria „Mega File” cu o capacitate de 300 Mbit.

Firma Fujitsu din Japonia a experimentat un aliaj de In-Se-Antimoniu pentru memorii optice. Acest aliaj își modifică factorul de reflexie prin încălzire și memorează informația. Spre exemplu, un impuls laser 5 mW în $0,1 \text{ }\mu\text{s}$ provoacă creșterea factorului de reflexie cu 30%. Informația poate fi ștearsă printr-o nouă expunere cu 2 mW timp mai îndelungat. Memorarea și ștergerea se poate face de milioane de ori, iar stabilitatea aliajului este sigură circa 10 ani.

Prin utilizarea mai multor discuri optice de date într-un sistem complet se obțin sisteme de arhivare, date de mase și de informare care oferă noi perspective: arhive, biblioteci, memorare de documente, servicii de comunicare, sisteme de informare, programe pentru computere personale, materiale didactice, comunicări de service, diferite jocuri etc.

Firma Hamamatsu Photonics a realizat un modulator optic care transformă lumina în electroni care apoi sînt amplificați într-o placă-microcanal după care se ciocnesc cu o placă de cristal unde sînt înmagazinați pe suprafața acestuia, unde se memorează și imaginea originală în formă de model de distribuție a sarcinii.

În timp ce se memorează sarcinile pe suprafața cristalului, sistemul poate efectua prelucrarea electrică (inversarea imaginii, amplificarea profilurilor, suprapunerea a două imagini și extragerea părților comune).

Dacă pe placa de cristal se aplică un fascicul laser, se poate extrage imaginea la intrare, prelucrată sub forma unei imagini cu fascicul laser, în conformitate cu proprietatea cristalului al cărui indice de refracție este modificat după distribuția imaginii.

Sistemul transformă informația imaginii care este formată din lumină obișnuită în informație bazată pe lumina laser.

Acest modulator este componenta de bază a viitoarelor calculatoare optice.

5.

Metodologia de proiectare a unui sistem optic lenticular

Proiectarea unui sistem optic reprezintă un proces care se desfășoară pe etape, pe baza unor ipoteze, relații și metode de calcul specifice.

5.1. Tema de proiectare

Tema de proiectare trebuie să conțină datele optice, parametrii mecanici, limitele aberațiilor reziduale și criteriile de evaluare a calității imaginii (diagrama sopt, obiectul minimal, lățimea minimă a liniei, frecvența de 30 linii/mm, capacitatea de separare; criteriul 14', fidelitatea, defectul de muchie, luminozitatea de definiție, momentul Gauss, funcția optică de transfer) [21].

5.2. Schema optică

Pe baza datelor din tema de proiectare, experiența proprie, brevetele sau sistemele optice realizate anterior, cărțile tehnice ale unor aparate sau prospectele acestora, se stabilește schema optică a sistemului care satisface în cea mai mare măsură cerințele formulate în tema de proiectare. Stabilirea schemei reprezintă o etapă de cea mai mare importanță, fapt pentru care se procedează, de regulă, la ample analize comparative ale soluțiilor aparent posibile.

Fie de exemplu de realizat un sistem optic cu $P_1/f' = 1$, corectat de aberațiile de sfericitate, coma, cromatism și curbură de câmp, pentru $s' = \infty$ (fig. 5.1). Din teoria aberațiilor se cunoaște că un astfel de sistem se poate corecta foarte greu fiind necesari foarte mulți parametri constructivi.

Din acest motiv numărul lentilelor este foarte mare, sistemul rezultă gros și oglinda O_0 nu poate fi montată (fig. 5.1, a). Dacă, însă se alege schema unui dublet alcătuit dintr-o lentilă divergentă L_d situată în focarul obiect al lentilei convergente L_c de tip Fresnel, cele două lentile avînd puteri egale

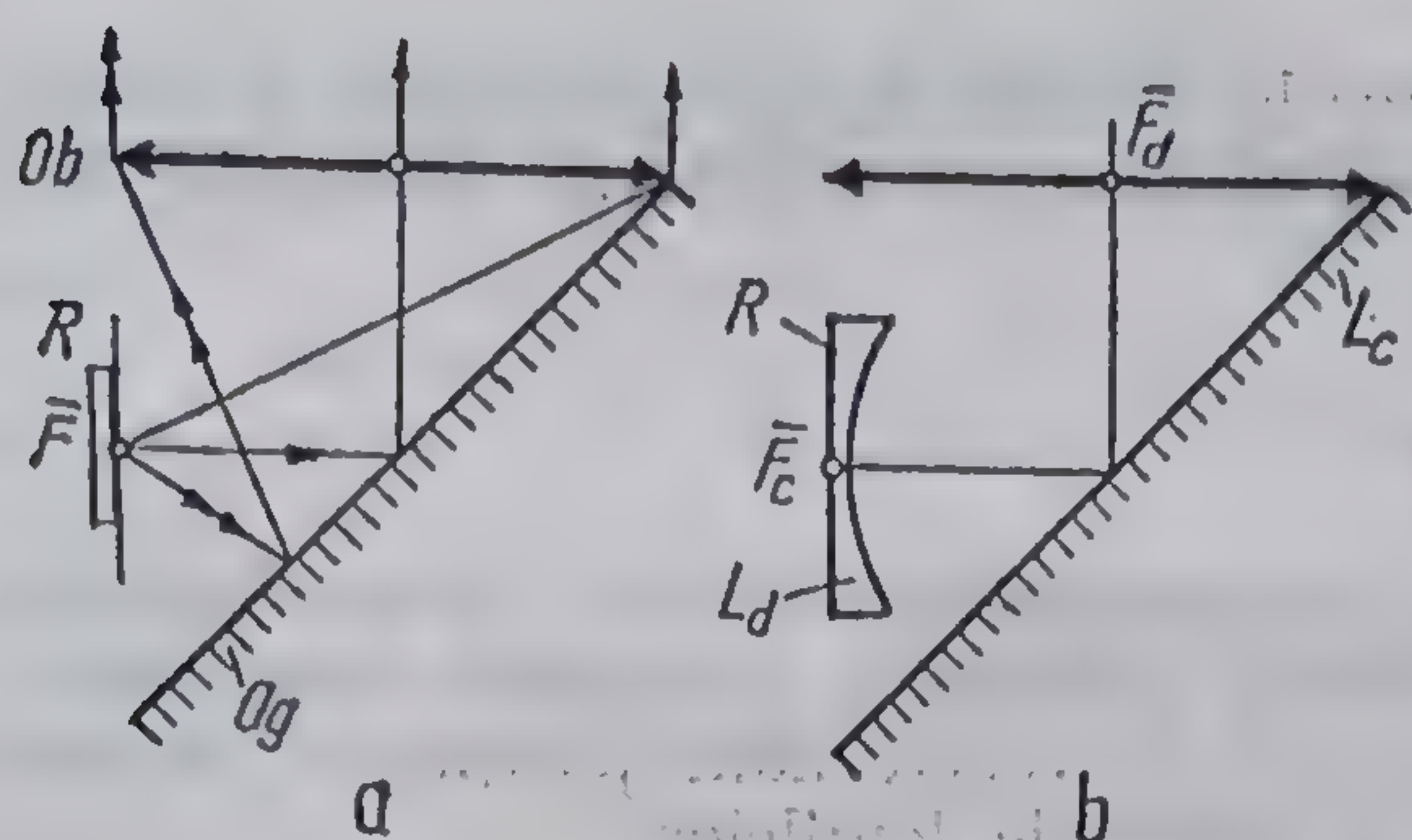


Fig. 5.1. Dublet corectat de aberațiile de sfericitate, coma și curbă de câmp, executat din două lentile Fresnel.

și de semne contrare (fig. 5.1, b), și se folosește o radiație monocromatică, sistemul satisface toate condițiile formulate mai sus.

Un sistem alcătuit din grupuri infinit subțiri se numește sistem amorf.

5.3. Stabilirea materialelor

Alegerea materialelor constituie una dintre cele mai dificile probleme, deoarece trebuie să se țină seama de caracteristicile și proprietățile materialelor precum și de influența diferiților factori asupra acestor materiale, urmărindu-se corectarea aberațiilor cromatice. Totodată, nu trebuie să se neglijeze costul, posibilitatea de obținere, prelucrabilitatea ș.a.

5.4. Calculul paraxial

Calculul paraxial se efectuează cu relațiile lui Gauss, valabile pentru un sistem ideal, cu $d = 0$. Se determină: puterile lentilelor și ale ansamblului, pozițiile planelor principale, pozițiile și mărimile diaframelor, pupilelor și lucarnelor, diametrele, câmpurilor obiect și imagine.

5.5. Calculul analitic

După calculul paraxial se efectuează calculul analitic, deci calculul de proiectare, folosindu-se coeficienții lui Seidel pentru dioptrici de ordinul III, în ipoteza că grosimile $d_i = 0$. În această etapă se determină razele de curbură.

5.6. Calculul definitiv

Calculul definitiv înseamnă: determinarea grosimilor, drumurilor paraxiale obiective și pupilare, drumurilor trigonometrice, stabilirea valorilor

efective ale aberațiilor și compararea lor cu cele impuse prin tema de proiectare. Dacă diferențele sînt mari se procedează la corectarea aberațiilor reziduale în trei faze diferite.

5.6.1. Corectarea de adaptare

Această corecție se efectuează cu formulele lui Seidel, folosind diferite metode și mijloace (metodele dedublării, deformării, combinării, compensării, indicilor mari etc.). Trebuie să se aibă în vedere noile poziții ale planelor principale și deplasările cauzate de grosimile lentilelor.

5.6.2. Corectarea grosieră

Prin corectarea grosieră se urmărește micșorarea tuturor aberațiilor folosindu-se, spre exemplu, metoda lui Berek.

5.6.3. Corectarea fină—optimizarea

Optimizarea reprezintă un procedeu matematic cu ajutorul căruia se poate determina cea mai bună formă constructivă a sistemului optic, astfel încît indicatorii de calitate ai acestuia, adică aberațiile, să atingă valorile impuse. De regulă se pornește de la un sistem optic ale cărui date constructive se cunosc și care este bine corectat de aberații în domeniul lui Seidel (corecția grosieră) și corectat cu grosimi (corecția de adaptare). Apoi se efectuează o corecție fină în care se variază succesiv parametrii constructivi și se calculează aberațiile, folosind calculul trigonometric ori vectorial, pînă cînd se ating valorile impuse. Calculul se efectuează cu ajutorul calculatorului electronic, folosind, de regulă, un sistem alcătuit din m aberații f_i ca funcții de n parametri constructivi p_i ($p_i = r, d, e, n, v, p, \dots$), funcții care trebuie să atingă valorile f_{i0} . Prin variația parametrilor (Δp_i) și determinarea (spre exemplu prin drumuri spațiale) variațiilor aberațiilor (Δf_i) se obține raportul $a_{ij} = \Delta f_i / \Delta p_j$ pentru $1 \leq i \leq m$ și $1 \leq j \leq n$. În locul parametrilor x_i ale căror variații sînt $p_i = x_i - x_{i0}$, ia naștere sistemul de ecuații pentru re-

prezentarea aberațiilor în forma $f_i = f_{i0} + \sum_{j=1}^n a_{ij} p_j$ pentru $1 \leq i \leq m$.

Coeficienții variațiilor a_{ij} pot fi calculați ca rapoarte diferențiale în locul rapoartelor diferențelor și deci fiecare ecuație a sistemului poate fi considerată ca o dezvoltare în serie Taylor a aberației f_i , întreruptă după termenii liniari. Deoarece $m \leq n$ și modelul nu este riguros liniar sistemul se rezolvă extrem de greu. Corectarea aberațiilor se efectuează în mod iterativ, folosind metode de interpolare potrivite (Newton, Stirling, Bessel, ...).

Fie, spre exemplu, un sistem optic pentru care se fac următoarele notații: x_i — parametrii constructivi, n — numărul parametrilor x_i , x — vectorul coloană al celor n parametri x_i , $\Delta f_j(x)$ — aberațiile ponderate, m — numărul aberațiilor ponderate, Δf — vectorul coloană al celor m aberații ponderate, $\Delta f'_k(x)$ — aberații în condițiile auxiliare, l — numărul aberațiilor auxiliare, $\Delta f'$ — vectorul coloană al celor l aberații auxiliare $\Delta f'_k(x)$, $\Phi(x)$ — funcții de evaluare (de merit, de calitate);

$\Delta f_j(x) = f_j(x) - f_{j\text{ tel}}$; $\Delta f'_k(x) = f'_k(x) - f'_{k\text{ tel}}$, în care mărimile $\Delta f_j(x)$, $\Delta f'_k(x)$ și $\Phi(x)$ sînt funcții de cei n parametri x_i ai sistemului.

Optimizarea calcului constă în variația programată a parametrilor constructivi ai sistemului optic în așa fel încît să fie atins, pe cale iterativă, valoarea dorită a aberațiilor, adică funcția de merit Φ trebuie să ia o valoare extremă. Această condiție este satisfăcută atunci cînd:

$$\Phi = \sum_{j=1}^m \Delta f_j^2(x) = \Delta f^T \Delta f, \quad (5.1)$$

$$\Delta f'_k(x) \leq 0 \text{ sau } \Delta f'_k(x) = 0. \quad (5.2)$$

Funcția de comandă poate fi scrisă în forma generală

$$\psi = \Phi + \lambda_0 \Delta x^T \Delta x + \lambda^T \Delta f', \quad (5.3)$$

în care λ_0 este factorul de amortizare (valoare scalară pozitivă), λ — vectorul coloană al celor l multiplicatori Lagrange λ_k , Δx — vectorul coloană al celor n variații Δx_i ale parametrilor sistemului optic.

Pentru găsirea minimumului funcției de comandă ψ trebuie rezolvat sistemul de ecuații cu derivatele parțiale de ordinul I al funcției de comandă:

$$\partial \psi / \partial x_i = \partial \psi / \partial \lambda_k = 0; i = 1, 2, \dots, n; k = 1, 2, \dots, l. \quad (5.4)$$

Variațiile Δx ale parametrilor și multiplicatorii λ_i pot fi determinați numai dacă sistemul de ecuații este liniar. Factorul de amortizare λ_0 trebuie să fie mare pentru valori Δx mici și mic pentru valori Δx mari. Cu acestea se poate scrie:

$$\Phi = \Phi_0 + \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \right)_0 \Delta x_i + \frac{1}{2} \sum_{i_1=1}^n \sum_{i_2=1}^n \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_{i_1} \partial x_{i_2}} \right)_0 \Delta x_{i_1} \Delta x_{i_2} + \dots; \quad (5.5)$$

$$\Delta f_j = (\Delta f_j)_0 + \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial f_j}{\partial x_i} \right)_0 \Delta x_i + \dots \text{ (aproximația liniară);} \quad (5.6)$$

$$\Delta f_j = (\Delta f_j)_0 + \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial f_j}{\partial x_i} \right)_0 \Delta x_i + \frac{1}{2} \sum_{i_1=1}^n \sum_{i_2=1}^n \left(\frac{\partial^2 f_j}{\partial x_{i_1} \partial x_{i_2}} \right)_0 \Delta x_{i_1} \Delta x_{i_2} + \dots \text{ (aproximația pătratică)} \quad (5.7)$$

$$\Delta f'_k = (\Delta f'_k)_0 + \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial f'_k}{\partial x_i} \right)_0 \Delta x_i + \dots \quad (5.8)$$

Se preferă rezolvarea matricială:

$$\Phi = \Phi_0 + 2G_0^T \Delta X + \Delta X^T L_0 \Delta X, \quad (5.9)$$

$$\Delta f = \Delta f_0 + A_0 \Delta X, \quad (5.10)$$

$$\Delta f = \Delta f_0 + A_0 \Delta X + \frac{1}{2} \begin{vmatrix} \Delta X^T & (B_1)_0 & \Delta X \\ \Delta X^T & (B_2)_0 & \Delta X \\ \Delta X^T & (B_3)_0 & \Delta X \\ \vdots & \vdots & \vdots \end{vmatrix} \quad (5.11)$$

$$\Delta f' = \Delta f'_0 + A'_0 \Delta X. \quad (5.12)$$

Pentru $\Phi = \Delta f^T \Delta f$ se obține: $G_0 = A_0^T \Delta f_0$, (5.13)

$$L_0 = A_0^T A_0; \quad (5.14)$$

$$L_0 = A_0^T A_0 + B f_0, \quad (5.15)$$

în care $2G_0$ este vectorul coloană al celor n derivate parțiale liniare $(\partial\Phi/\partial x_i)_0$, adică gradientul funcției Φ ; $2L_0$ — matricea a n^2 derivate parțiale pătratice $(\partial^2\Phi/\partial x_{i1}\partial x_{i2})_0$; A_0 — matricea celor $m \cdot n$ derivate parțiale liniare $(\partial f_i/\partial x_{i1})_0$; $(B_i)_0$ — matricea simetrică a n^2 derivate parțiale pătratice $(\partial^2 f_i/\partial x_{i1}\partial x_{i2})_0$; A'_0 — matricea celor $l \cdot n$ derivate parțiale liniare $(\partial f'_k/\partial x_{i1})_0$; $B f_0$ — matricea celor n^2 elemente ale derivatelor parțiale $(\partial^2 f_i/\partial x_{i1}\partial x_{i2})_0$ și ale celor n derivate parțiale pătratice $(\partial^2\Phi/\partial x_{i1}\partial x_{i2})_0$; $(B_{i1\ i2})_0$ — matricea celor m derivate parțiale pătratice $(\partial^2 f_i/\partial x_{i1}\partial x_{i2})_0$.

Cu acestea, funcția de comandă ψ poate fi scrisă sub forma:

$$\psi = (\Phi_0 + 2G_0^T \Delta X + \Delta X^T L_0 \Delta X) + \lambda_0 \Delta X^T \Delta X + \lambda^T (\Delta f'_0 + A'_0 \Delta X) \quad (5.16)$$

În cazul unei aproximații liniare se poate scrie:

$$\Phi = \Delta f^T \Delta f, \quad (5.17)$$

$$\Delta f = \Delta f_0 + A_0 \Delta X. \quad (5.18)$$

Notînd cu E — matricea unitate, matricea diagonală este $P = \lambda_0 E$.

Pînă acum s-au folosit următoarele metode de corecție:

— Metoda celor mai mici pătrate ($m \geq n$): $\psi = \Phi$; $\Delta X = -L_0^{-1} G_0$. (5.19)

— Metoda celor mai mici pătrate amortizate ($m \geq n$): $\psi = \Phi + \lambda_0 \Delta X^T \Delta X$;

$$\Delta X = -(L_0 + P)^{-1} G_0. \quad (5.20)$$

Pentru $\lambda_0 = 0$ metoda se reduce la metoda nr. 1, iar pentru $\lambda = -\infty$ coincide cu metoda gradientului ($\Delta x = -G_0/\lambda_0$).

— Metoda celor mai mici pătrate cu luarea în considerare a condițiilor liniare ($1 \leq n$; $m \geq n$): $\psi = \Phi + \lambda^T \Delta f'$;

$$\Delta X = -L_0^{-1} [G_0 + A_0'^T (A_0' L_0^{-1} A_0')^{-1} (\Delta f'_0 - A_0' L_0^{-1} G_0)]. \quad (5.21)$$

— Metoda minimizării pasului cu luarea în considerație a condițiilor auxiliare ($l \leq n$): $\psi = \lambda_0 \Delta X^T \Delta X + \lambda^T \Delta f'$;

$$\Delta X = -A_0'^T (A_0' A_0'^T)^{-1} \Delta f'_0. \quad (5.22)$$

— Metoda celor mai mici pătrate amortizate cu luarea în considerație a condițiilor auxiliare liniare ($l \leq n$): $\psi = \Phi + \lambda_0 \Delta X^T \Delta X + \lambda^T \Delta f'$;

$$\Delta X = -(L_0 + P)^{-1} \{G_0 + A_0'^T [A_0' (L_0 + P)^{-1} A_0']^{-1} [\Delta f'_0 - A_0' (L_0 + P)^{-1} G_0]\}. \quad (5.23)$$

— Metoda liniară ($m = n$): $\Delta X = -A_0^{-1} \Delta f_0$. (5.24)

— Metoda gradientului: $\psi = \Phi + \lambda_0 \Delta X^T \Delta X$; $\Delta X = -G_0/\lambda_0$; $\Phi = \Delta f^T \Delta f$;

$$\Delta f = (\Delta f_1, \Delta f_2, \dots, \Delta f_m)^T; \lambda_0 = G_0^T A_0^T A_0 G_0 / G_0^T G_0. \quad (5.25)$$

Metoda gradientului cu luarea în considerație a condițiilor auxiliare liniare ($l \leq n$). Metoda reprezintă cazul particular al metodei nr. 5, când λ_0 ia o valoare extremă. Vectorul coloană ΔX devine:

$$\Delta X = -\frac{1}{\lambda_0} \{ [E - A_0'^T (A_0' A_0')^{-1} A_0'] G_0 + \lambda_0 A_0'^T (A_0' A_0')^{-1} \Delta f_0' \} \quad (5.26)$$

Datorită unui minim ori maxim local, calculul stagnează chiar și atunci când sînt anulate derivatele parțiale. Tipul punctului staționar depinde de punctul inițial x_0 și de forma funcției Φ în spațiul n — dimensional din jurul punctului x_0 . Metodele 1, 2, 3, 5, 7 și 8 nu permit ieșirea din acest punct, iar metodele nr. 4 și 6 reprezintă cazuri speciale.

În acest caz, tipul punctului staționar rezultă numai din (5.19), (5.20), (5.25):

$$[(L_L + P)^{-1} - \mu_i E] (\Delta x)_i = 0, \quad (5.27)$$

precum și din (5.21), (5.23) și (5.26):

$$((L_L + P)^{-1} \{ E - A_L'^T [A_L' (L_L + P)^{-1} A_L'^T]^{-1} A_L' (L_L + P)^{-1} \} \mu_i E) (\Delta X)_i = 0, \quad (5.28)$$

în care μ_i și $(\Delta x)_i$ sînt respectiv valorile și soluțiile proprii. Dacă toate valorile μ_i sînt pozitive, există un minimum; când toate valorile μ_i sînt negative apare un maximum local. Pentru diferite semne $\pm \mu_i$ există o șa.

Valorile μ_i se obțin dacă se determină în prealabil matricea L_L din funcția de merit Φ și factorul de amortizare λ_0 nu are valori prea mari.

Vectorii $\pm (\Delta x)_i$ au valori pozitive atunci când Φ crește pentru $\Delta f' = 0$ și negative în caz contrar.

Pînă în prezent au fost folosite toate metodele. S-a impus însă metoda celor mai mici pătrate amortizate.

În ultimii ani au apărut mai multe lucrări în care se prezintă rezultatele excepționale obținute cu o metodă nouă, numită „adaptivă”.

— Metoda adaptivă. Metoda adaptivă se bazează pe ideea că aberațiile independente una de alta pot fi corectate independent, cu condiția ca numărul lor să fie egal cu numărul parametrilor liberi. Se menționează că sînt tratate ca aberații f_i și valorile impuse inițial pentru anumiți parametri constructivi.

La început se alege un număr de n aberații f_i ($i = 1, 2, \dots, n$) care depind de m parametri x_1, x_2, \dots, x_m (curburi, distanțe e , grosimi d, n, v, p, p', \dots). Domeniul valorilor unor parametri este limitat, iar aberațiile nu pot fi anulate toate. De aceea, se urmărește realizarea unui compromis care constă în faptul că aberațiile f_i trebuie să atingă valorile țintă f_i^s ($i = 1, 2, 3, \dots, n$). Cu alte cuvinte, se caută noi valori ale parametrilor $x_1^s, x_2^s, \dots, x_m^s$ care conduc la valorile f_i^s care se modifică mereu în timpul corecției.

Scrise în formă matricială, aberațiile formează vectorul m — dimensional f , valorile lor țintă alcătuiesc vectorul f_s , valorile aberațiilor pentru

sistemul de referință (de pornire) reprezintă vectorul f_0 , iar primele derivate parțiale formează matricea variațiilor U și n linii și m coloane. În acest caz, dezvoltarea în serie Taylor dă: $f = f_0 + Ur + \dots$

Problema ce trebuie rezolvată constă în găsirea valorilor parametrilor r care permit obținerea valorilor dorite f ale aberațiilor:

$$f_s = f_0 + Ur. \quad (5.29)$$

Programul pentru comanda adaptivă este astfel alcătuit încît la început se corectează puține aberații ca apoi, pe parcurs, să fie corectate din ce în ce mai multe pînă cînd $n = m$. În timpul calculului numărul parametrilor liberi m devine din ce în ce mai mic, deoarece valorile lor sînt limitate. Așadar, se admite că $m < n$ și că toți parametri au ponderi egale.

Dependența aberațiilor f_i de parametrii x_i nu este cunoscută explicit, dar pot fi calculate valorile lor pentru sistemul de pornire și primele derivate parțiale, folosind doar primii termeni din dezvoltarea în serie Taylor în jurul sistemului de pornire:

$$f_i(x_1, \dots, x_m) = f_i(x_1^0, \dots, x_m^0) + \sum_{j=1}^m \frac{\partial f_i}{\partial x_j} (x_j - x_j^0) + \dots \quad (5.30)$$

Mai departe se pune condiția auxiliară:

$$r^T r + \lambda^T (Ur + f_0 - f_s) = \text{minim}, \quad (5.31)$$

în care r^T este matricea transpusă și λ — multiplicatorul Lagrange ($\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$). Anulînd derivata în raport cu r se obține:

$$2r + U^T \lambda = 0. \quad (5.32)$$

Din ecuațiile (5.29) și (5.32) rezultă: $r = -\frac{1}{2} U^T \lambda$;

$$f_s - f_0 = -\frac{1}{2} U U^T \lambda; \quad \lambda = -2(U U^T)^{-1} (f_s - f_0) \text{ cu soluția}$$

$$r = U^T (U U^T)^{-1} (f_s - f_0). \quad (5.33)$$

La început se calculează matricea soluție $U^T (U U^T)^{-1}$ în care nu intră f_s . La sfîrșit se găsește r pentru diferite diferențe $(f_s - f_0)$. Această matrice a soluțiilor permite atingerea valorilor alese f_s și stabilirea aberațiilor care se corectează greu.

Se calculează variația parametrului r , eventual se determină noi valori pentru aberații. Sistemul îmbunătățit reprezintă un sistem de pornire nou și programul comandă un nou ciclu. Aceste cicluri se repetă pînă cînd se ating valorile f_s , adică pînă cînd $U U^T = 0$, fapt posibil pentru $m > n$.

După mai multe încercări, s-au obținut rezultate bune cu metoda celor mai mici pătrate amortizate, construind funcția de comandă (5.3) sub forma

$$\psi = \sum_{j=1}^m (p_j \delta f_j)^2 + \lambda_0^2 \sum_{j=1}^n \Delta x_j^2. \quad (5.34)$$

în care p_j este ponderea și λ_0 factorul de amortizare.

Dacă λ_0 este prea mare, pasul iterației este prea mic și convergența este nesatisfăcătoare; cînd λ_0 are valoare mică, pasul este prea mare, se depă-

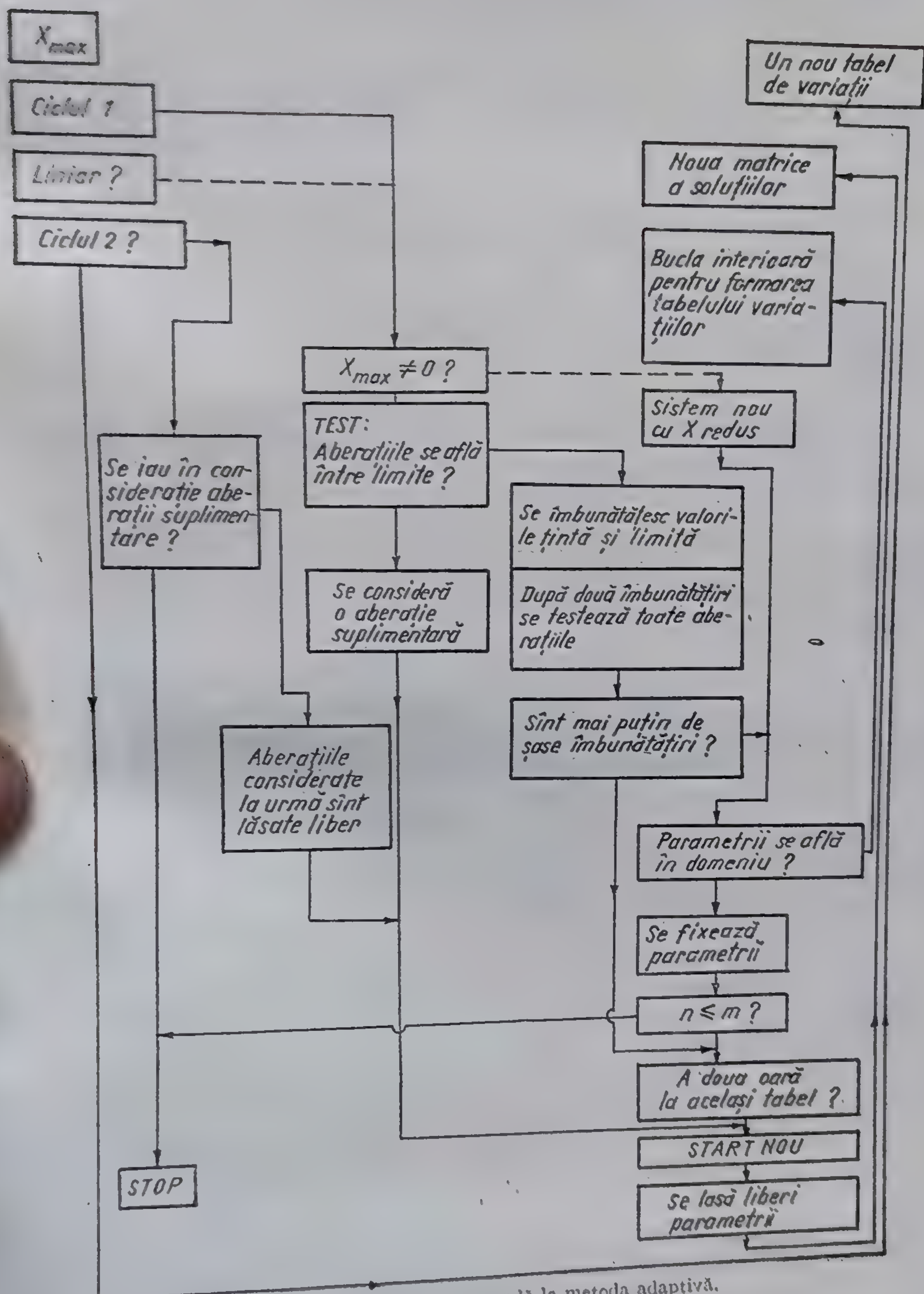


Fig. 5.2. Schema de comandă la metoda adaptivă.

șește domeniul liniar și soluțiile se înrăutățesc. Pentru a controla acest factor a fost definit parametrul de control

$$\theta = (\psi - \psi_1)/(\psi - \psi_2), \quad (5.35)$$

în care ψ este funcția de comandă (de merit) la iterația (j) impusă, iar ψ_1 și ψ_2 sînt respectiv valorile prognozate și calculate ale funcției de comandă la iterația anterioară ($j-1$). Experimental s-a stabilit că pentru $0,5 < \theta < 0,9$ este necesar un factor de amortizare $\lambda_0 = \text{const}$, pentru $\theta > 0,9$ trebuie să se adopte $\lambda_0/2$, iar pentru $\theta < 0,5$ este util $10\lambda_0$. Cînd $\theta < 0$ programul amplifică factorul de amortizare cu 100.

În ceea ce privește ponderea p s-a încercat o metodă adaptivă, adică, chiar în timpul calculului se acordă pondere mare aberațiilor mai depărtate de țintă. Și pentru acest factor (de pondere) a fost stabilită experimental o relație de forma

$$p = p_0 + (f_s - f_0) \operatorname{tg} \alpha. \quad (5.36)$$

Numeroasele încercări efectuate pe diferite sisteme optice au arătat o bună convergență și o optimizare satisfăcătoare.

6.

Aparate optice fundamentale

6.1. Caracteristicile generale

1. Distanța focală: a) aplanetică $f' = \overline{H'F'} = H/\sin\sigma'$; b) paraxială: $f' = \overline{H'F'} = H/\tan\sigma'$.
2. Diametrul pupilei de intrare: P_i .
3. Deschiderea relativă: $\Omega = P_i/f'$.
4. Numărul de deschidere: $N = f'/P_i = 1/\Omega$.
5. Apertura (deschiderea numerică): $A = n \sin\sigma$; pentru $s = -\infty \rightarrow A = \Omega/2$; $s \neq -\infty \rightarrow A = \Omega/2(1 + 1/|\beta|)$.
6. Claritatea $Cl = k\Omega^2 = k(P_i/f')^2 = k/N^2$.
7. Mărirea axială: $\alpha = dz'/dz = -\bar{f}f'/z^2 = -z'^2/\bar{f}f'$.
8. Mărirea transversală $\beta' = dy'/dy = y'/y = -\bar{f}/z = -z'/f'$.
9. Mărirea unghiulară $\gamma = \tan\sigma'/\tan\sigma = +\bar{f}/z' = +z/f'$.
10. Puterea $\phi' = \tan\sigma'_p/y$.
11. Grosimentul $\Gamma = \tan\sigma'_p/\tan\sigma_p$.
12. Câmpul liniar: a) obiect = diametrul lucarnei de intrare $L_i = 2y$; b) imagine = diametrul diafragmei de câmp $D_c = 2y'$.
13. Câmpul unghiular: a) obiect: unghiul dintre razele pupilare principale în planul meridian din spațiul obiect: $2\sigma_p$; b) imagine: unghiul dintre razele pupilare principale în planul meridian din spațiul imagine: $2\sigma'_p$.
14. Rezoluția $R = 1/d$ (linii duble/1 mm), în care d este distanța dintre două linii sau puncte ce mai pot fi percepute distinct. Această distanță depinde de stadiul de corectare a aberațiilor, de fenomenul de difracție, de contrast etc. a) rezoluția ochiului la distanța optimă a vederii clare: $R_0 = 1/\bar{d} = 1/250 \text{ tg } 1' = 1/250 \cdot 3 \cdot 10^{-4} = 1/0,075 = 13,3 \text{ linii mm}$; b) rezoluția dată de fenomenul de difracție: $R_d = 1/d = A/0,61\lambda$ sau $R_d = P_i/1,22\lambda f' = 1/1,22\lambda N$.
15. Contrastul $K = (I_{max} - I_{min})/(I_{max} + I_{min})$.
16. Periscopicitatea P = distanța dintre axele pupilelor de intrare și de ieșire, în mm.
17. Plasticitatea (puterea stereoscopică) specifică $p_{sp} = B/B_0$ și plasticitatea totală $P_t = P_{sp}\Gamma = B\Gamma/B_0$.

6.2. Lupe

Lupa formează imagini drepte, mărite și virtuale. Montura lupei conține diafragmă de câmp D_c , iar pupila ochiului este diafragma de deschidere D_a și pupilă de ieșire P_e (fig. 6.1).

$$\text{Grosismentul } \Gamma = \tan \sigma'_p / \tan \sigma_p = (y' / D_L) / (y / D_0) = \frac{y'}{z' - z'_p} \cdot \frac{250}{y} = \frac{z'}{f'} \cdot \frac{250}{z' - z'_p} =$$

$$= \frac{250}{f'} \cdot \frac{z}{z' - z'_p}.$$

Pentru $z' = \infty$, rezultă $\Gamma = 250/f'$. Când $z'_p = 0$, $\Gamma = 250/f'$. Dacă $z'_p = -f'$, $\Gamma = 1 + 250/f'$.

Lupa de măsurare trebuie să fie telecentrică ($z'_p = 0$, $z = 0$ și D_a în focarul imagine). Diametrul lupei $D_u = 2y - P_e$.

$$\text{Puterea } \varphi' = \tan \sigma'_p / y = \frac{y'}{z' - z'_p} \cdot \frac{1}{y} = \frac{z'}{f'} \cdot \frac{1}{z' - z'_p}.$$

Pentru $z' = 0$ rezultă $\varphi' = 1/f'$. Între obiect și imagine există relația:

$$1/a' - 1/a = 1/f' \quad (\text{lupa în aer}).$$

În fig. 6.2 sînt reprezentate cîteva lupe corectate de anumite aberații. Lupa *e* este lipsită de distorsiune pentru $2y' = 1,6 \cdot 2y$; se folosește pentru scări gradate. Lupa din fig. *g* este corectată de cromatism, coma și distorsiune. Calculul se efectuează punînd condițiile de putere, acromazie, stigmatism etc. (v. calculul simpletelor, dubletelor și tripletelor).

Lupele simple trebuie să fie de cea mai bună formă (v. §15.2). Se preferă lupele Fresnel care, fiind asferice, sînt corectate de aberațiile de sfericitate (v. §3.1.6).

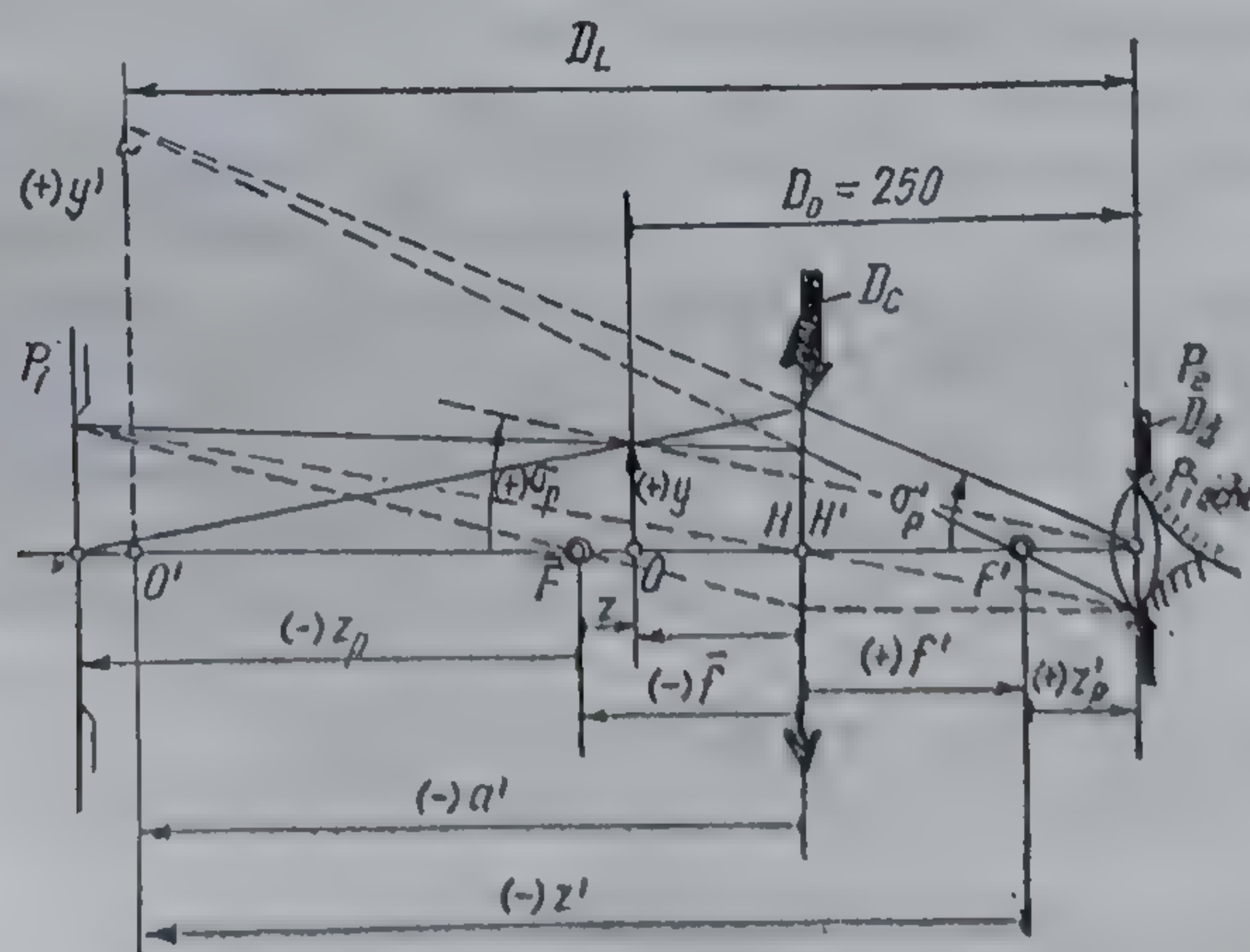


Fig. 6.1. Lupa.

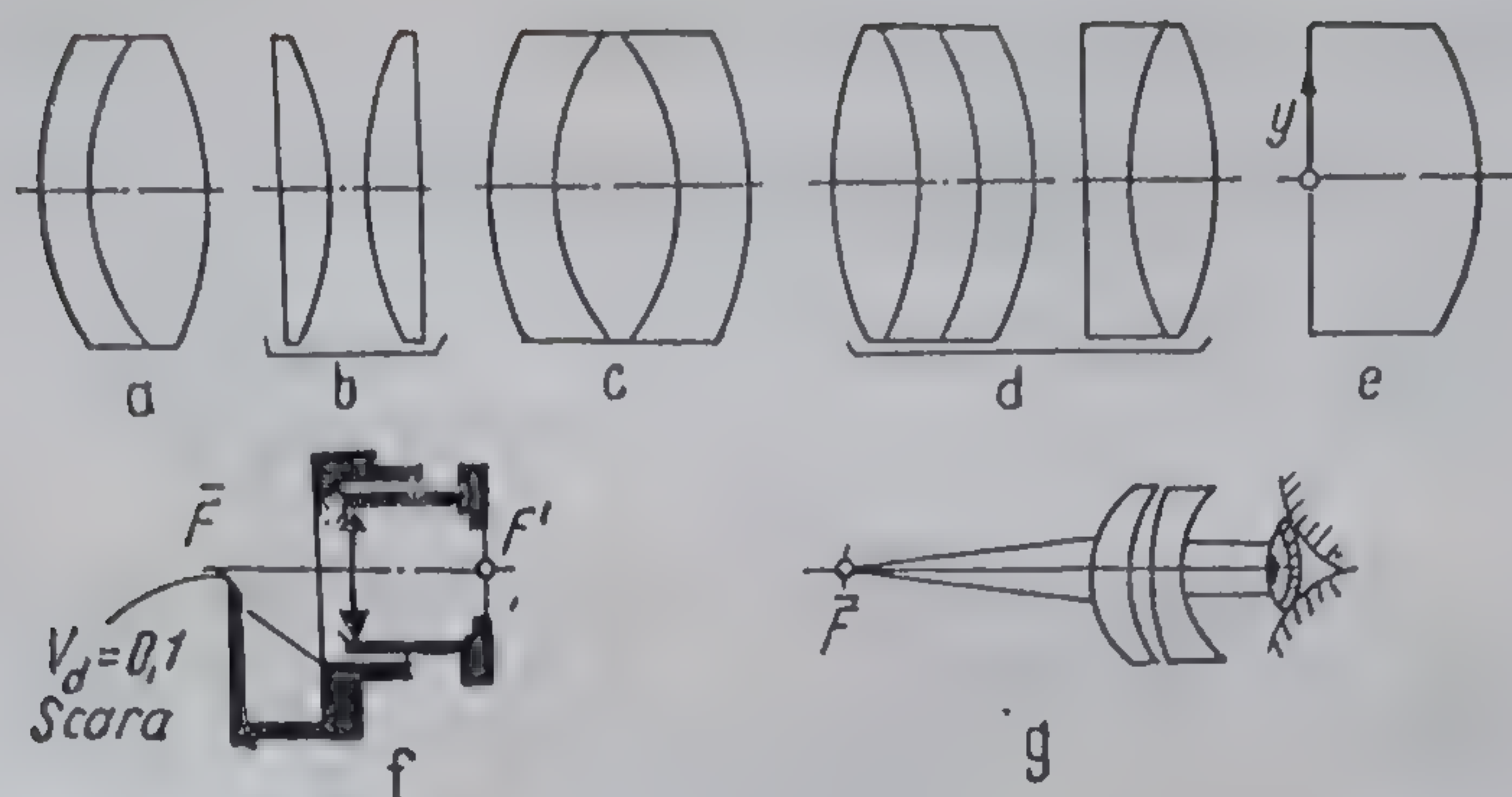


Fig. 6.2. Lupe tip:
 a — acromatică; b — Fraunhofer; c — Stainheil; d — anastigmată; e — Visolet; f — telecentrică; g — Verant.

6.3. Oculare

Ocularul este un sistem optic telecentric în spațiul imagine, care funcționează ca o lupă cu obiectul situat în planul focal obiect sau imediat după acesta.

6.3.1. Caracteristicile ocularului

Principalele caracteristici ale ocularurilor sînt: distanța focală f'_{oc} ; groșimentul $\Gamma = 250/f'_{oc}$ (se gravează pe montura ocularului); cîmpul unghiular $2\sigma'_p$; cîmpul obiect $2y_{oc} = N_{oc}$ (în mm); abscisa pupilei de ieșire p' și poziția planului focal obiect (s_F).

6.3.2. Clasificarea ocularurilor

a. După acțiunea optică: 1) convergente ori pozitive ($f' > 0$) și 2) divergente sau negative ($f'_{oc} < 0$).

b. După complexitate: 1) simplete, 2) dublete; 3) triplete etc.

c. După starea de corecție: 1) generale (simbolizate cu A sau P), folosite cu obiective acromate slabe; 2) ortoscopice (cu distorsiune mică); 3) periplanetice (cu distorsiunea corectată complet); 4) de compensație (sau diferența cromatică de mărire egală și de semn contrar celei a obiectivelor acromate, apocromate, plan-acromate, plan-apocromate), simbolizate cu C sau PK.

d. După mărimea cîmpului unghiular $2\sigma'_p$: 1) cu cîmp mic ($2\sigma'_p < 25^\circ$); 2) normale ($2\sigma'_p = 25 \dots 45^\circ$); 3) cu cîmp mare ($2\sigma'_p = 50 - 70^\circ$) și 4) cu cîmp foarte mare ($2\sigma'_p > 70^\circ$).

e. După mărimea abscisei imagine: 1) cu abscisa imagine $s' = \infty$ (caracteristica principală este $\Gamma = 250/f'_{oc}$) și 2) cu abscisa imagine finită $s' \neq \infty$ (caracteristica principală este β'_{oc}), folosite pentru proiecția pe ecran.

f. După mărimea cîmpului obiect: 1) normale ($2y_{oc} < 20$ mm) și 2) cu cîmp mare ($2y_{oc} = 28 - 30$ mm).

6.3.3. Calculul și construcția ocularilor

Pentru proiectare, ocularul se rotește cu 180° , astfel încât razele paralele cu $s = -\infty$, sub unghiul $2\sigma'_p$ în spațiul obiect, se întâlnesc în planul focal imagine, limitînd cîmpul imagine (care este de fapt cîmpul ocular $2y_{oe}$). Așadar, se consideră că pupila de intrare este situată la infinit, în spațiul obiect.

Oricît de complex ar fi un ocular, se consideră că acesta este constituit din două sisteme situate la distanța $e = \overrightarrow{H'_1 H_2} > 0$. Primul grup reprezintă „lentila de cîmp” L_c , iar al doilea „lentila de ochi” L_o . Cele cu focala $f'_{oc} > 0$ pot fi reduse la cele de tip Ramsden (fig. 6.3), iar cele cu focala $f'_{oc} < 0$ la cele de tip Huygens (fig. 6.4), cu deosebirea că lentilele L_c și L_o pot fi simplete, dublete, triplete etc.

Numeroase tipuri de oculare, cu elementele lor constructive, sînt date în [20] și [21]. Tot acolo se indică metodologia de proiectare a două tipuri de oculare Ramsden și Huygens.

În fig. 6.5 sînt redată cîteva tipuri de oculare care stau la baza numeroaselor construcții cunoscute. Ocularele care derivă din tipul Ramsden se folosesc pentru interpolatoare.

6.3.4. Monturi pentru oculare

Monturile pentru oculare pot fi grupate în: monturi pentru microscopie de laborator și monturi pentru microscopie de poziționare, de măsurare și aparate afocale.

a. *Monturi pentru oculare de microscopie de cercetare.* Orice montură de ocular din această grupă (fig. 6.6, a) conține cel puțin următoarele elemente esențiale: tubul ocular T_o ; cu diametrul exterior standardizat, montura cu lentila de cîmp L_c , montura cu lentila de ochi L_o , diafragma de cîmp D_c , montată în planul focal obiect (\bar{F}_o) al lentilei de ochi L_o și inelul I de sprijin al ocularului, inel care asigură distanța $L = \text{const}$ de la capătul superior al tubului microscopului T_M pînă la planul focal obiect al ocularului \bar{F}_{oc} , plan în care se formează imaginea dată de sistemele optice situate anterior ocularului. Inelul poate face parte comună fie cu montura L_o , fie cu tubul T_o .

Dacă ocularul este de tip Huygens și este folosit la măsurare, atunci el conține și un reticul situat în planul diafragmei de cîmp, (care este chiar montura reticulului), iar montura lentilei de ochi se poate deplasa de-a lungul axei optice. Cîteva soluții constructive sînt redată în fig. 6.6.

Pe partea frontală superioară a monturii se gravează grosimentul sub forma unui număr urmat de X (exemplu: 5X; 7X; 10X) și o literă sau un grup de litere prin care se indică starea de corectare A — fără diferența cromatică de mărire; AK — compensatoare m_f — de proiecție etc.

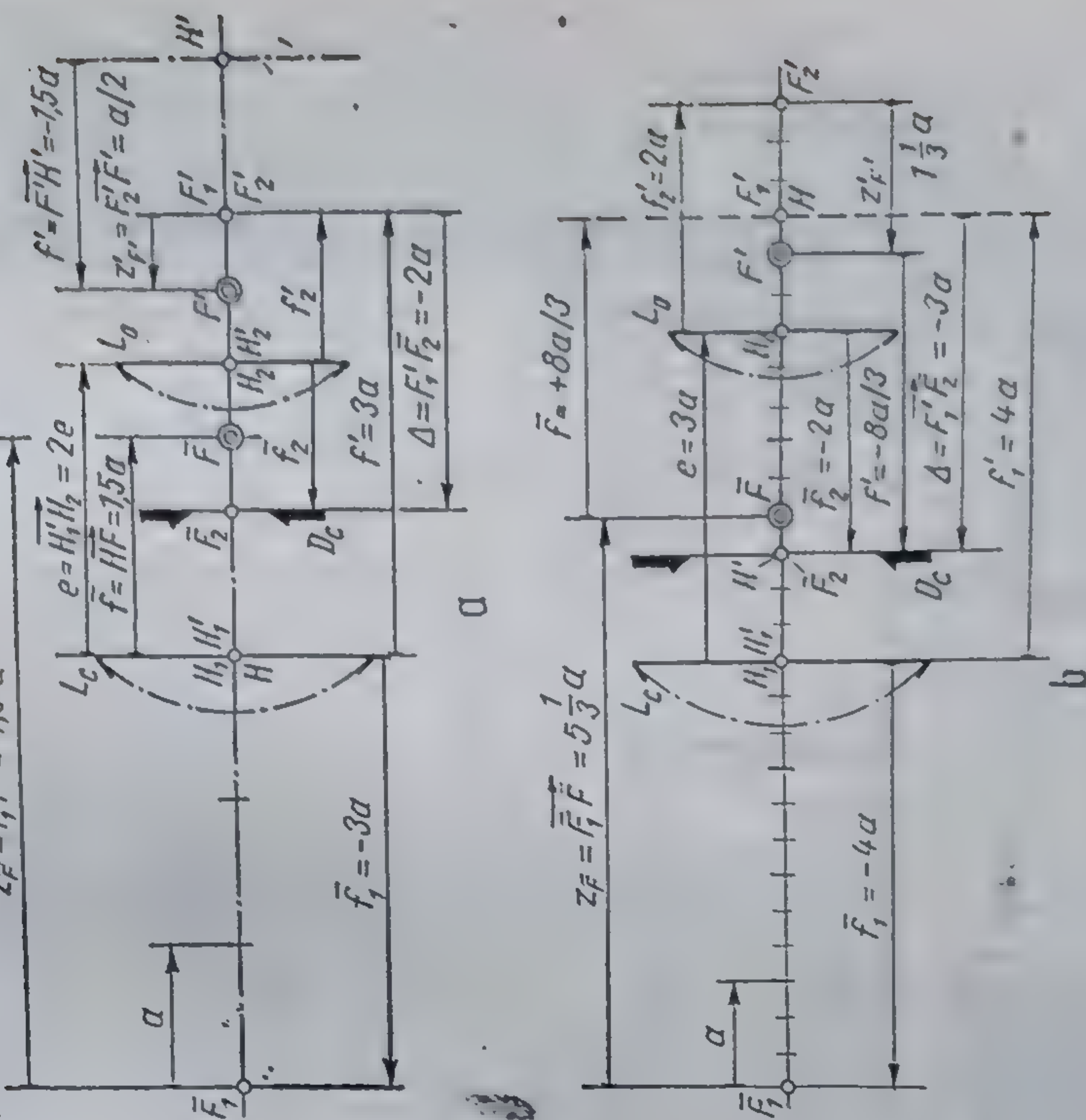


Fig. 6.3. Oculare de tip Ramsden:

$$a - f_1 : c : f_2 : 1 : 1 : 1 : b - f_1 : c : f_2 = 3 : 2 : 3,$$

Fig. 6.4. Oculaire de tip Huygens:

$$a - f_1 : e : f_2 = 3 : 2 : 1; b - f_1 : e : f_2 = 4 : 3 : 2$$

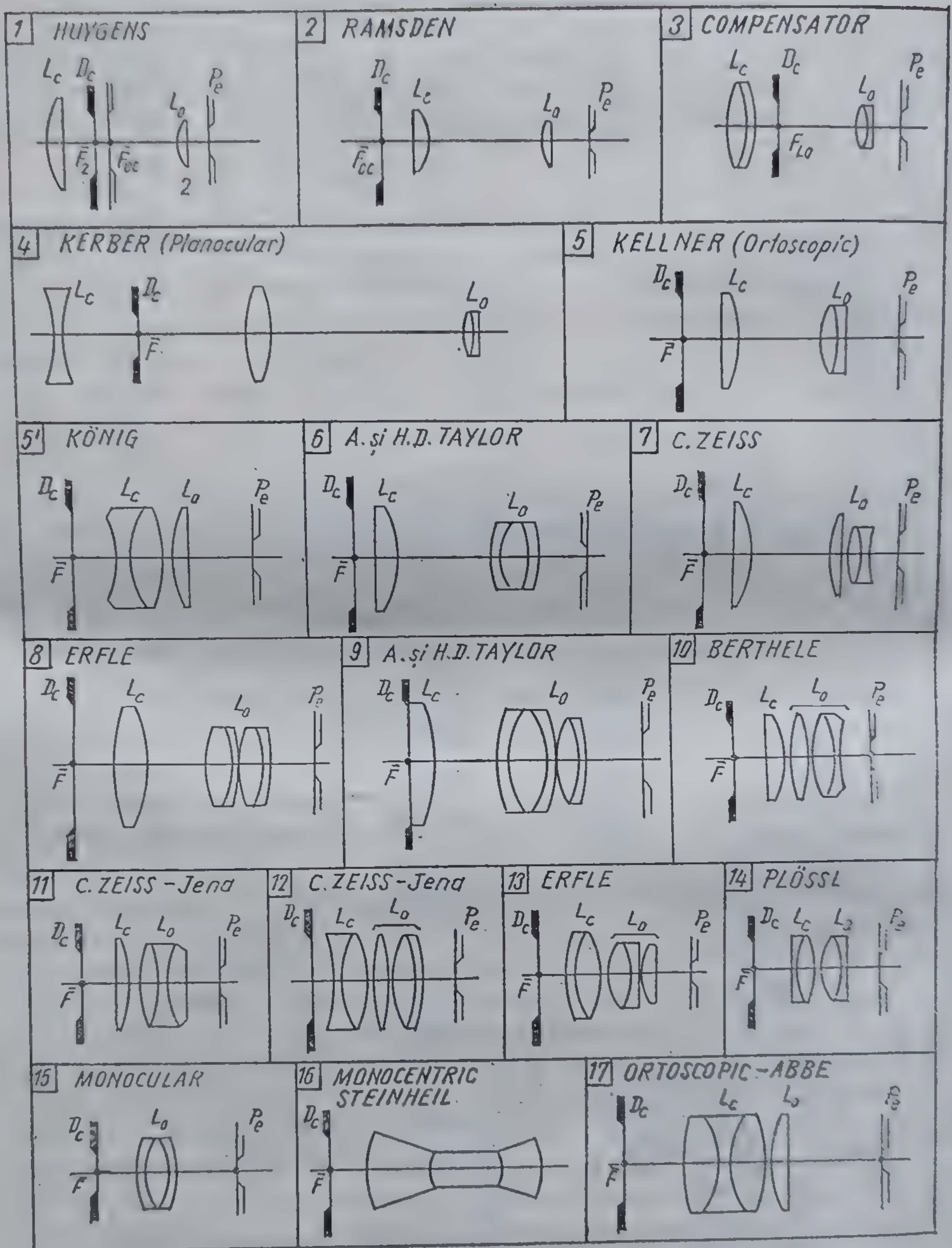


Fig. 6.5. Tipuri de ocular.

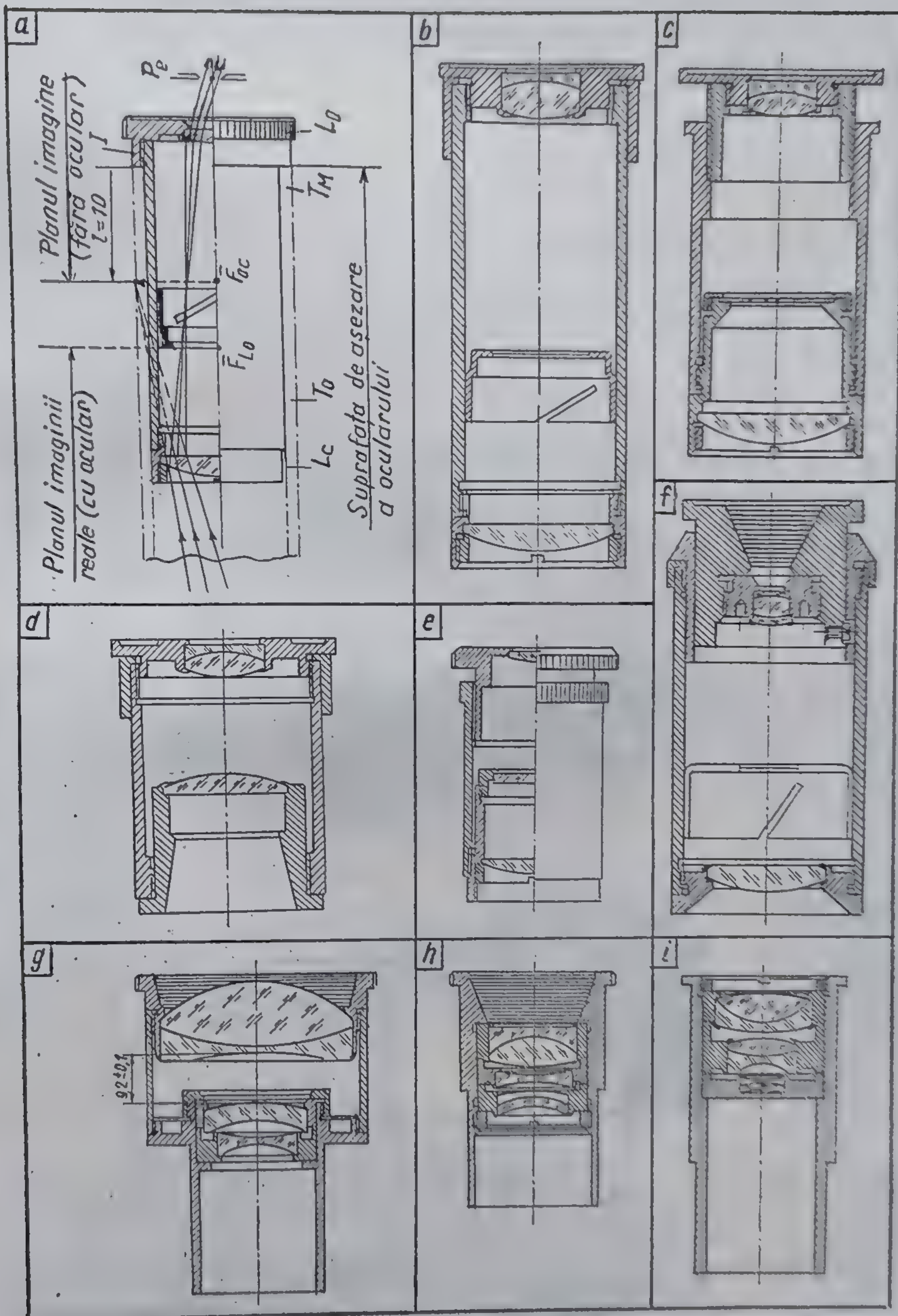


Fig. 6.6, Monturi pentru oculare de microscop.

Tabelul 6.1 Dispozitivul cu dioptrii. Dimensiuni în mm

Șurub		Șurub și piuliță		Înăl- țimea file- tului	Înăl- țimea uti- lă	Jo- cul	Lă- țimea la vîrf	Piuliță		Numărul de încopături n							
Diametrul filetului								Diametrul filetului									
Dia- metrul exte- rior	Dia- metrul inte- rior	dia- metrul mediu	pasul file- tului					Dia- metrul exte- rior	Dia- metrul inte- rior								
d ₀	d ₁	d _m	p	t ₁ = t' ₁	t' ₂	z = z'	m = m'	d' ₀	d' ₁								
10	8,8	9,45	1,5	0,6	0,55	0,05	0,38	10,1	8,9	1	2	4					
12	10,8	11,45						12,1	10,9	1	2	4					
14	12,8	13,45						14,1	12,9	1	2	4					
16	14,8	15,45						16,1	14,9	1	2	4	6				
18	16,8	17,45						18,1	16,9	1	2	4	6				
20	18,8	19,45						20,1	18,9	1	2	4	6				
22	20,8	21,45						22,1	20,9		2	4	6	8			
24	22,8	23,45						24,1	22,9		2	4	6	8			
26	24,8	25,45						26,1	24,9			4	6	8	12		
28	26,8	27,45						28,1	26,9			4	6	8	12		
30	28,8	29,45						30,1	28,9			4	6	8	12		
32	30,8	31,45						32,1	30,9			4	6	8	12		
34	32,8	33,45						34,1	32,9			4	6	8	12		
36	34,8	35,45						36,1	34,9			4	6	8	12		
38	36,8	37,45	2	0,75	0,7	0,05	0,54	38,1	36,6		4	6	8	12			
40	38,5	39,3						40,1	38,6			6	8	12	16		
42	40,5	41,3						42,1	40,6			6	8	12	16		
44	42,5	43,3						44,1	42,6			6	8	12	16		
46	44,5	45,3						46,1	44,6			6	8	12	16		
48	46,5	47,3						48,1	46,6			6	8	12	16		
50	48,5	49,3						50,1	48,6			6	8	12	16		
52	50,5	51,3						52,1	50,6			6	8	12	16		
55	53,5	54,3						55,1	53,6			6	8	12	16		
58	56,5	57,3						58,1	56,6				8	12	16	20	
60	58,5	59,3						60,1	58,6				8	12	16	20	
62	60,5	61,3						62,1	60,6				8	12	16	20	
65	63,5	64,3						65,2	63,6				8	12	16	20	
68	66,5	67,3						68,1	66,6				8	12	16	22	
70	68,5	69,3						70,1	68,6				8	12	16	20	
75	73,5	74,3						75,1	73,6					12	16	20	
80	78,5	79,3						80,1	78,6					12	16	20	

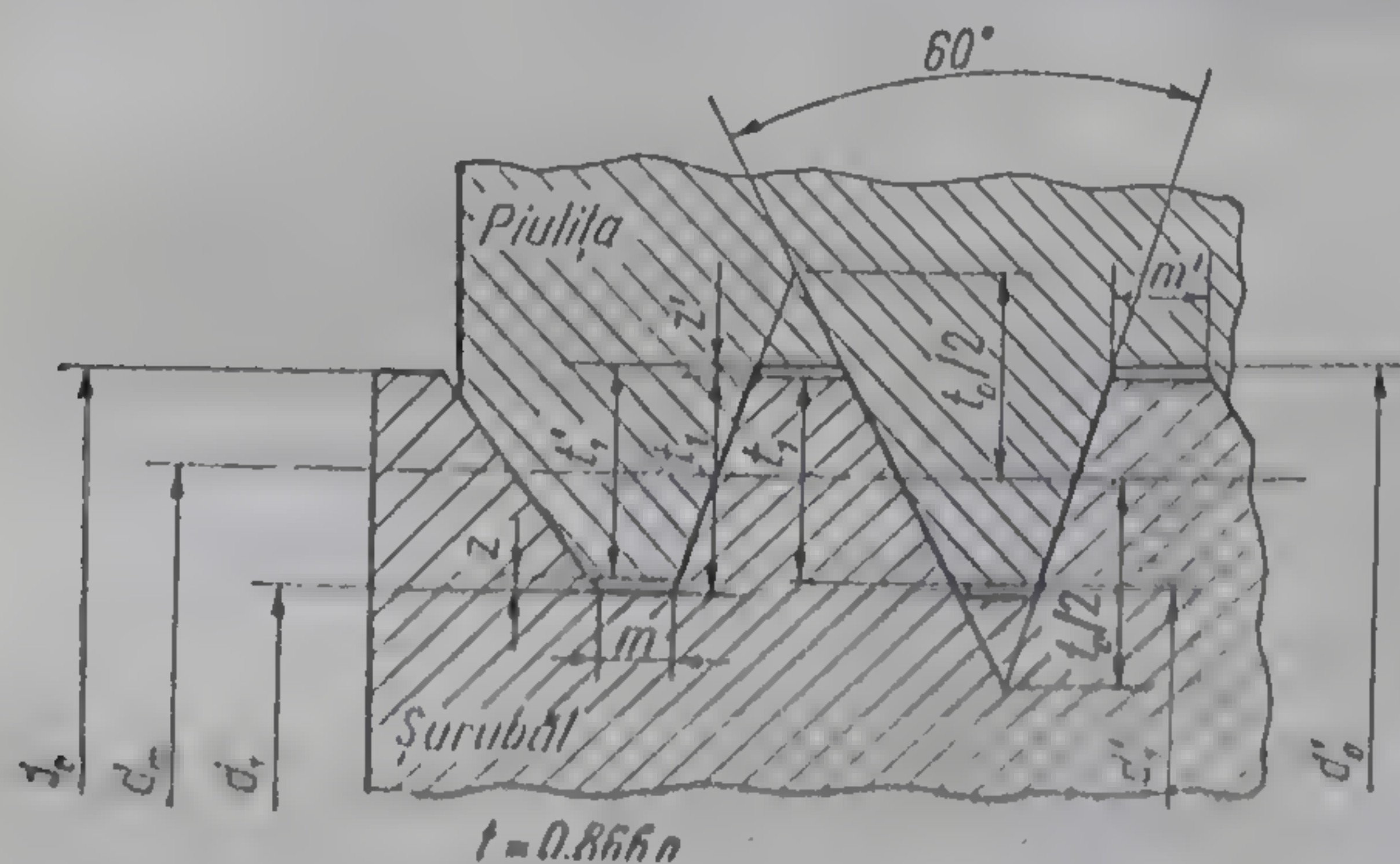


Fig. 6.8. Elementele filetului dispozitivului cu dioptrii.

6.4. Dinametro

Dinametrul este un aparat optic pentru măsurarea mărimii și poziției pupilei de ieșire a unui alt aparat optic. Dinametrul Ramsden (fig. 6.9, a), folosit pentru pupile reale, este alcătuit din tubul T_1 cu talpa de sprijin pe montura ocularului măsurandului, tubul T_2 cu reticulul R și scara gradată S și ocularul telecentric O_c . Măsurarea diametrului pupilei se efectuează cu reticulul, iar abscisa acesteia pe scară S .

Măsurarea pupilelor virtuale se efectuează cu dinametrul Czapski (fig. 6.9, b), aparat care de fapt, este un microscop.

6.5. Aparate de iluminare

Pentru iluminarea obiectelor situate la diferite distanțe mari ori pentru semnalizarea poziției unui sistem în repaus sau de mișcare, se folosesc diferite mijloace, numite mai departe aparate de iluminare.

6.5.1. Lămpi de birou

Se cunosc numeroase forme constructive de lămpi pentru iluminarea locală a locului de muncă, dar acestea prezintă neajunsul că o parte însemnată din fluxul luminos emis de sursă nu este folosit. Soluția din fig. 6.10 [107] înlătură acest neajuns, avînd și numeroase alte avantaje (forma simplă, cantitate de material minimă, reglarea poziției etc.).

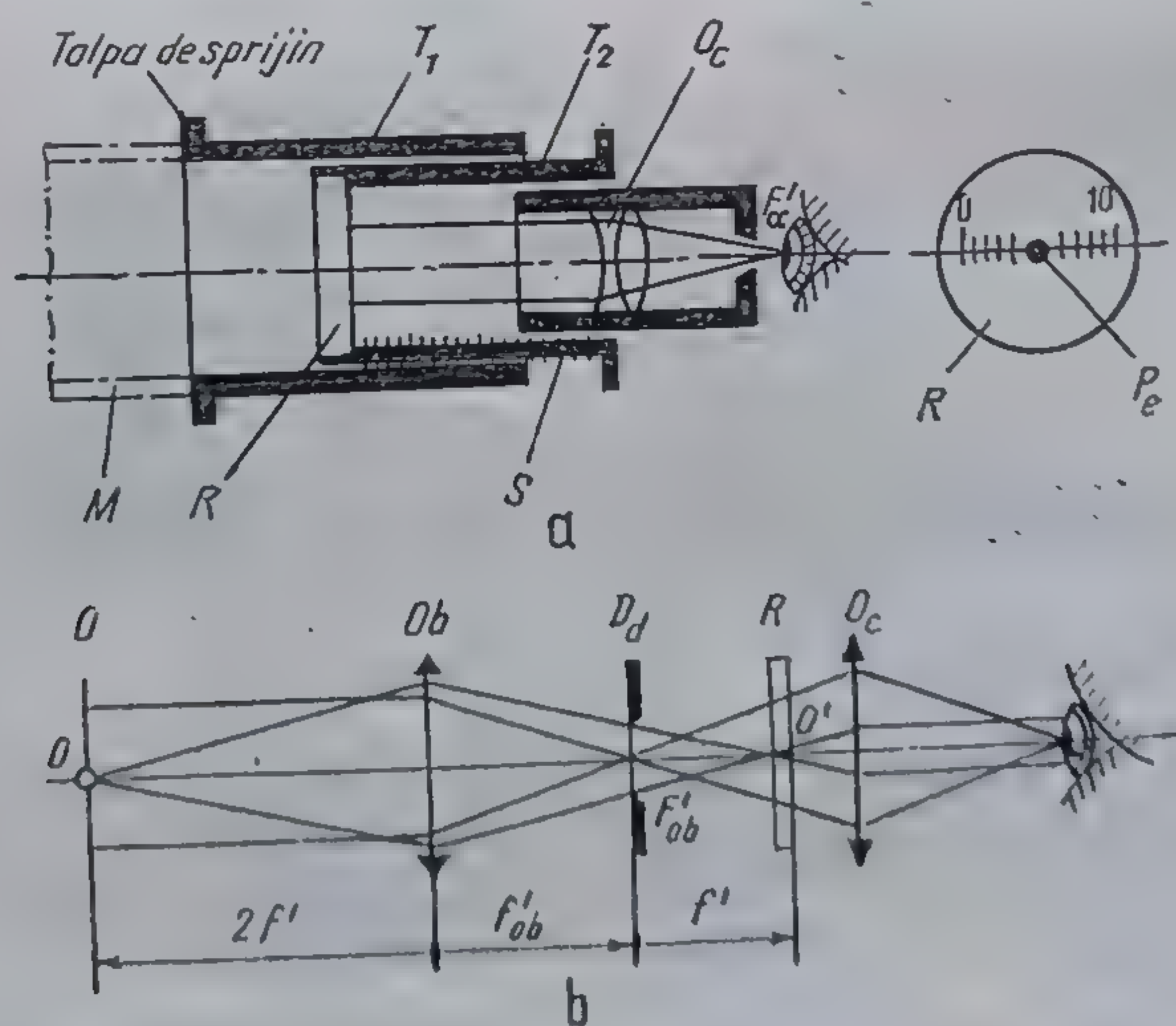


Fig. 6.9. Dinametre, a Ramsden; b universal.

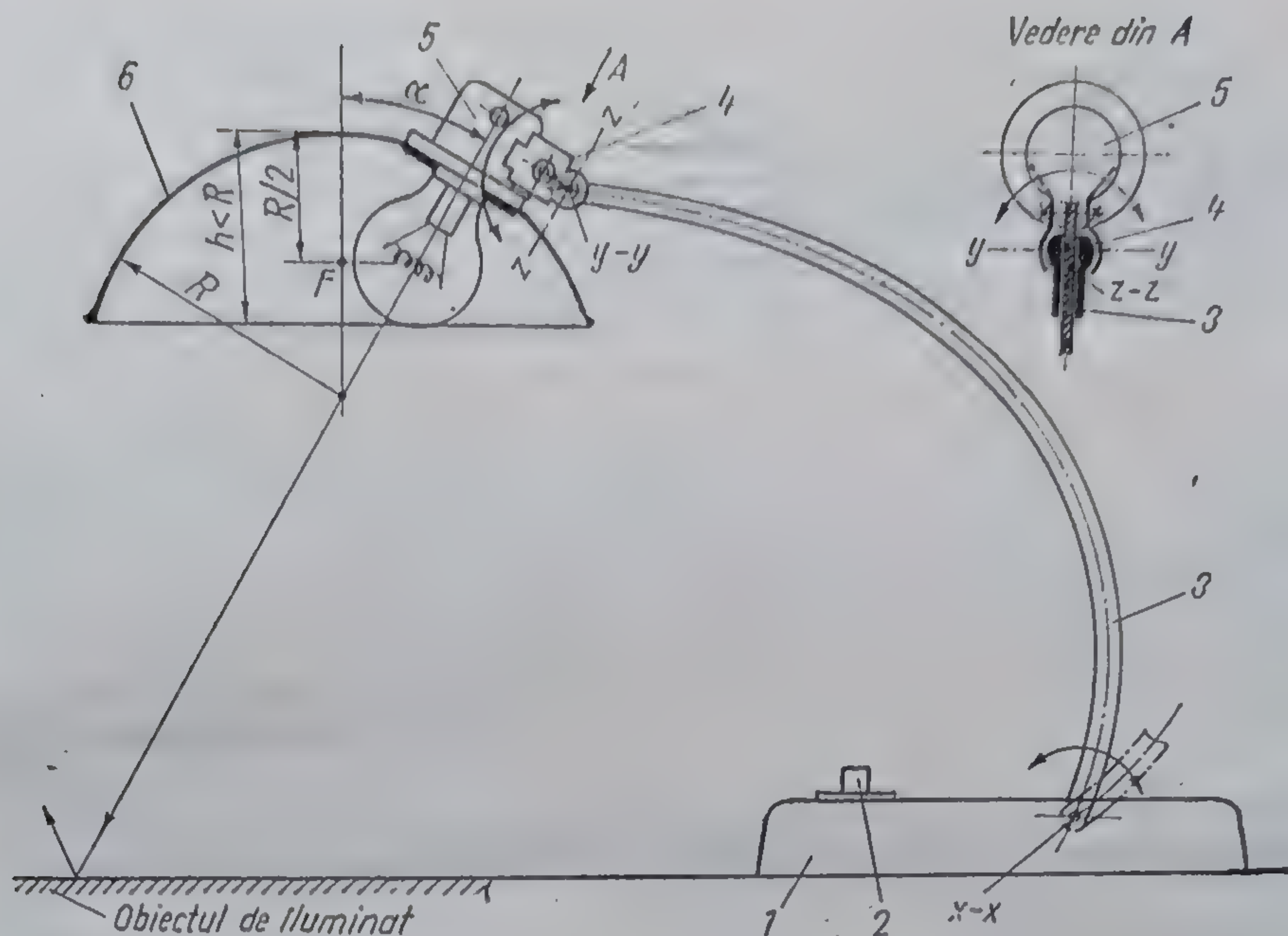


Fig. 6.10. Lampă de birou cu caracteristici superioare.

6.5.2. Proiectoare

La iluminarea obiectelor situate la distanțe relativ mari se folosesc aparate alcătuite din următoarele elemente: sursa, sistemul optic, filtrul de radiații și geamul de protecție. Cele mai reprezentative sisteme optice sînt redate în fig. 6.11. Pentru dublarea fluxului luminos transmis, în fața surselor din fig. 6.11, *a*, *b*, și *c* se introduc oglinzi sferice cu sursa în centrul de curbură.

În construcția lămpilor de operații se folosesc mai multe proiectoare fixate într-o calotă sub un anumit unghi, pentru a realiza efectul scialitic.

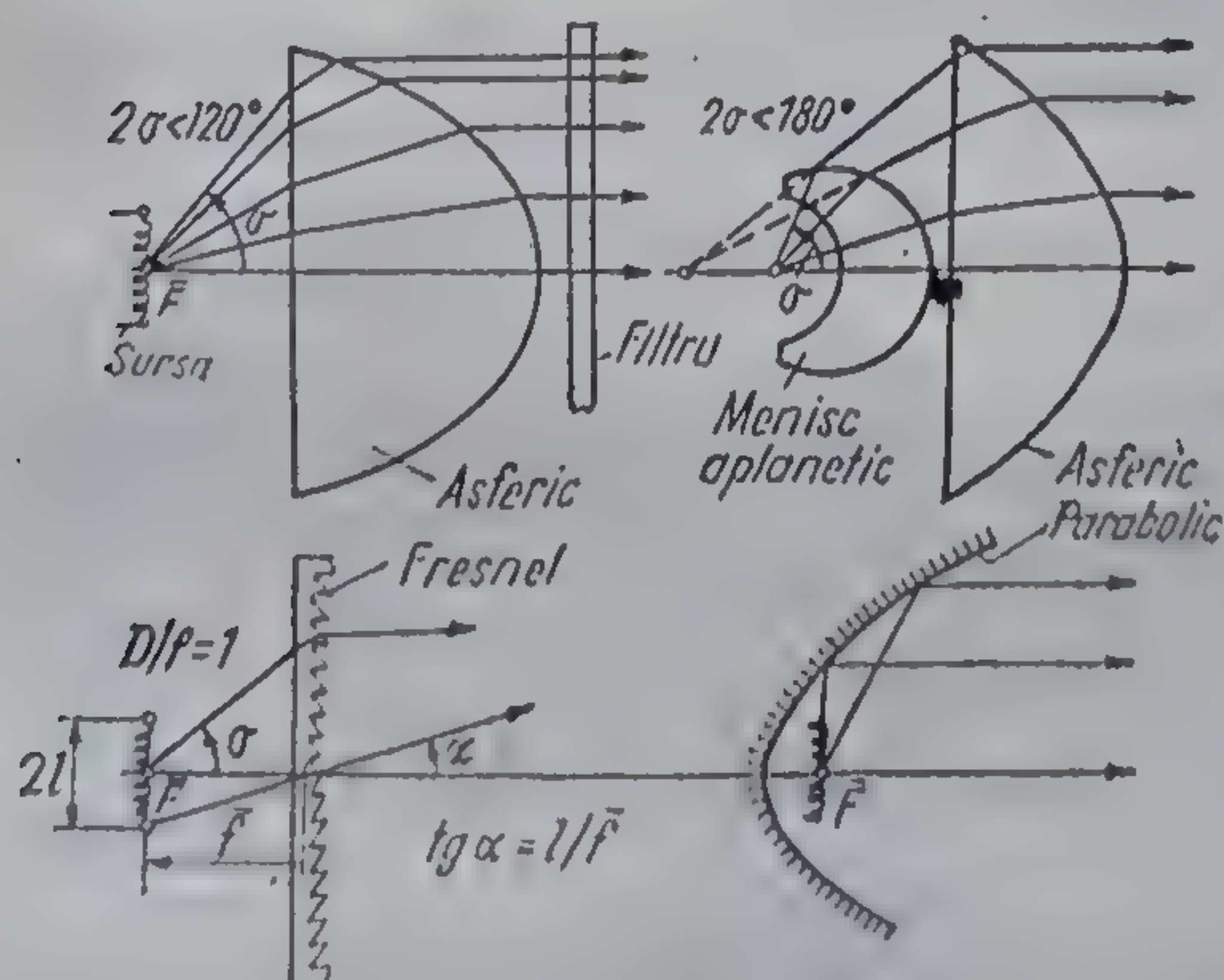


Fig. 6.11. Sisteme optice de semnalizare (pentru proiectoare).

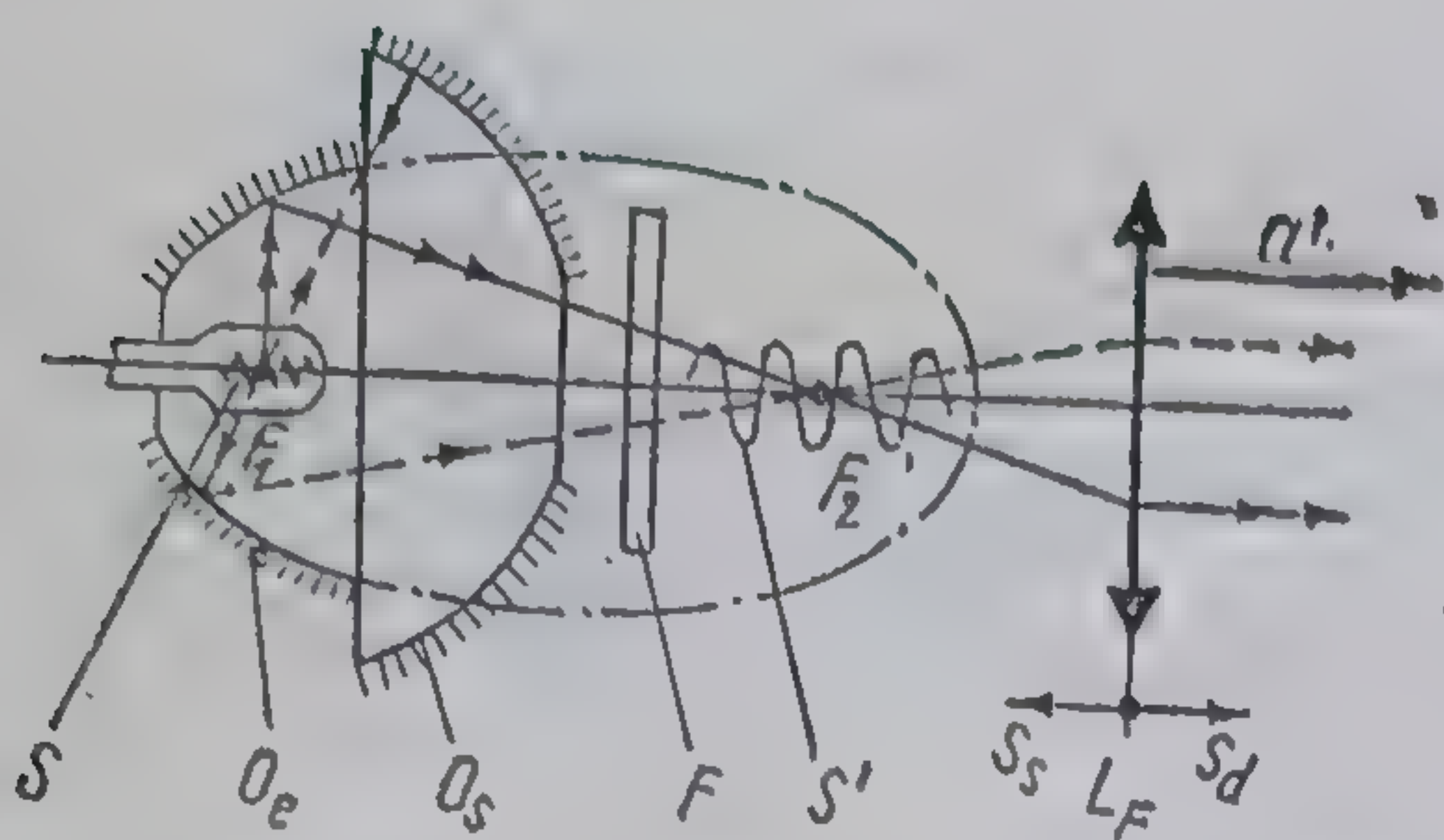


Fig. 6.12. Proiector pentru lămpi de operații.

Se urmărește realizarea unui flux luminos maxim cu surse de puteri mici, lumină rece și variația diametrului petei luminoase la o anumită distanță a' (în câmpul operator).

Aceste cerințe sînt satisfăcute de proiectorul reprezentat în fig. 6.12. Acesta este alcătuit din sursa S , oglinda eliptică rece O_e , cu focarele F_1 și F_2 , oglinda sferică O_s , cu centrul de curbură situat în focarul F_1 , filtrul F și lentila Fresnel L_F . Prin deplasarea lentilei L_F spre stînga sau spre dreapta cu mărimile s_s , respectiv s_d , se mărește sau se micșorează diametrul petei luminoase la distanța a' în câmpul operator. Se observă că se folosește întregul flux luminos emis de sursa S . Calculul oglinzilor este redat în § 4.1.

6.5.3. Aparate de emisie și recepție

Pentru diferite scopuri se folosesc aparate de emisie și recepție cu diferite surse de radiații. De regulă, sursele emit fascicule cu divergență relativ mare, iar aparatul trebuie să realizeze o propagare telecentrică în spațiul imagine cu o divergență extrem de mică.

Din mulțimea soluțiilor tehnice posibile, autorul recomandă patru scheme.

a. Lentilă Fresnel convergentă cu focala f' și sursa de mărime $2y$ situată în planul focal obiect; divergența rezultă din $\tan \sigma'_h = y/f'$.

b. În fig. 6.13, a, sistemul convergent L_1 formează imaginea micșorată $2y'$ a sursei $2y$ în planul focal obiect al sistemului L_2 , astfel că se ob-

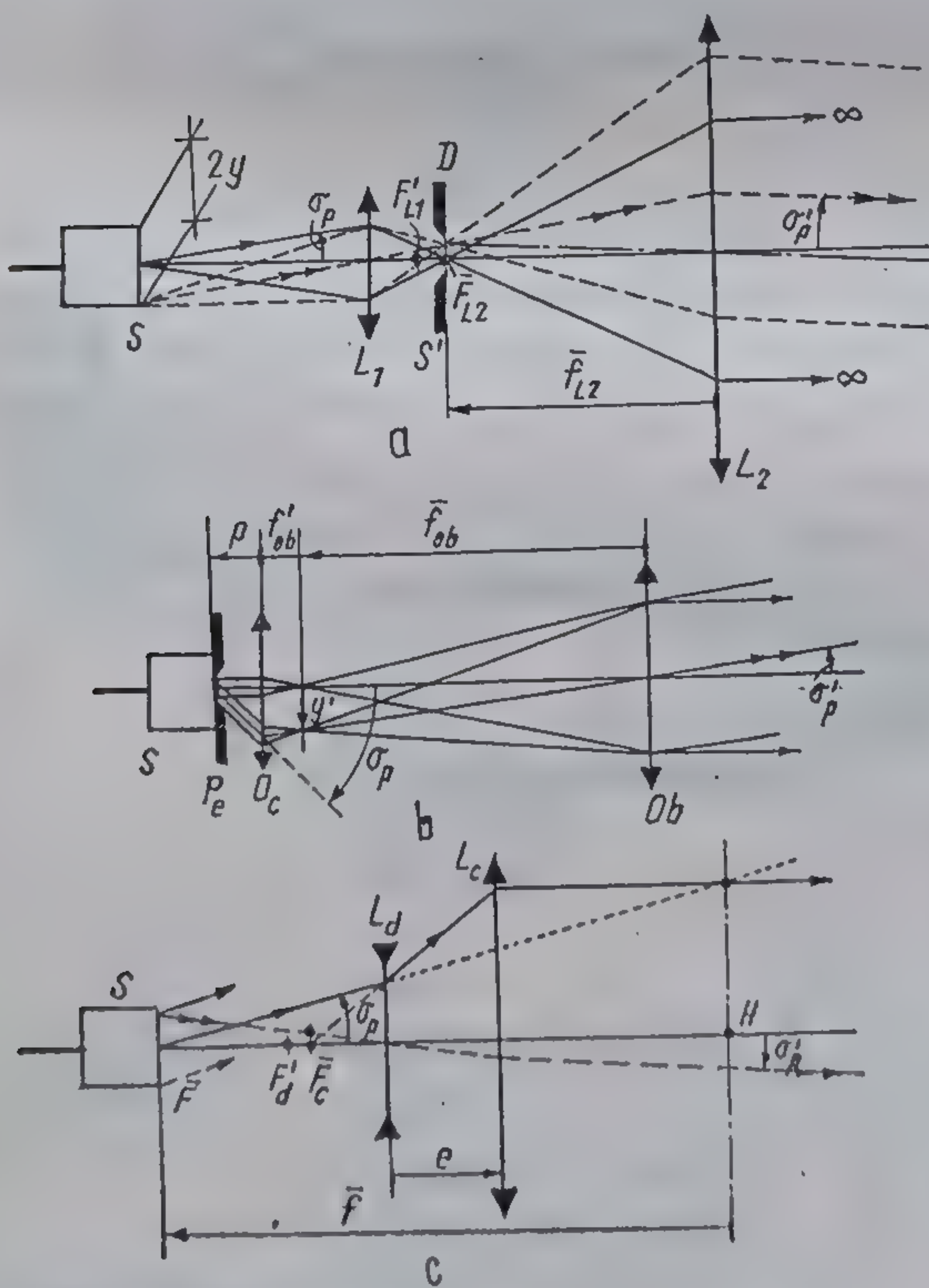


Fig. 6.13. Aparate de emisie cu diode laser.

ține $\operatorname{tg} \sigma'_p = y'/f'_{L2}$. Unghiul $2\sigma_p$ trebuie astfel ales încît să se utilizeze tot fluxul emis de sursa S .

c. O soluție avantajoasă este și cea din fig. 6.13, *b*, care reprezintă o lunetă Kepler inversată, cu suprafața de emisie în pupila de ieșire, devenită pupilă de intrare. Prin alegerea corespunzătoare a celor două sisteme optice O_c (ocular) și O_o (obiectiv) se folosește divergența sursei (diodei laser) și se realizează o divergență foarte mică la emisie. Aparatul poate fi utilizat și ca lărgitor (expandor) de fascicule laser.

Cele două soluții *b* și *c* prezintă neajunsul că aparatele rezultă prea lungi și sînt scumpe.

d. O soluție avantajoasă este reprezentată în fig. 4.13, *c*, care reprezintă un telesistem. Cele două lentile pot fi de tip Fresnel.

Este necesar ca sursa să aibă dimensiuni mici, iar distanța focală a aparatului să fie mare. Aceste condiții pot fi satisfăcute și cu oglinzi (v. §6.9.4).

6.6. Aparate de proiecție

Aparatul de proiecție servește la realizarea pe un ecran a imaginii reale și mărite a unui obiect plan. Funcție de natura obiectului, proiecția poate fi *DIA* și *EPI*. Aparatele pentru proiecția *DIA* se numesc diaproiectoare, iar cele pentru proiecția obiectelor opace *EPI* — epiproiectoare. Epidiascoapele sînt aparate care conțin ambele moduri de proiecție.

Componentele principale ale unui aparat de proiecție sînt: oglinda O_o , sursa S , condensorul K , dispozitivul D de poziționare a obiectului O (diapozitiv, scară, fotografie etc.), obiectivul de proiecție O_b și ecranul E . După dorință, în schemă se mai poate introduce: filtrul F și geamul clar G , pentru planarea obiectului.

6.6.1. Diaproiectorul

6.6.1.1. *Relații și condiții* (fig. 6.14). $|a'| > |a|$; $|y'| > |y|$; $a' = f'(1 + \beta')$; $C = \overline{OO'} = f'(1 + \beta')^2/\beta'$; $f' = a/(1 + \beta') = a'y/(y' + y)$; $s_k = z + \bar{f}$; $l_s = \overline{S_1S_2}$; $l_s\beta'_k \geq P_{lob}$; $\beta'_{ob} = s'/s = y'/y = -\bar{f}/z = -z/f' > 1$; $a' < 6 \cdot 2x'$; $2x'2y' = \beta'^2_{ob}2x \cdot 2y$; $z < 0$;

$b >$ profunzimea obiect a obiectivului.

6.6.1.2. *Părți constitutive*. a. *Oglinda* este sferică, cu centrul de curbura suprapus, cu centrul sursei. Este realizată din metal sau din sticlă (oglinda rece). Pentru o răcire bună, oglinda poate fi de tip Fresnel (v. § 4.1.13).

Sînt necesare elemente de ajustare a poziției oglinzii, pentru ca imaginea filamentului lămpii să se formeze decalat, în scopul omogenizării sursei și iluminării uniforme a obiectului (fig. 4.15).

b. *Sursa* trebuie să fie astfel aleasă încît la iluminarea ecranului fără film să se asigure o iluminare $E \approx 30$ cd/m². Se folosesc lămpi cu Xenon sau cu halogeni, de diferite puteri (mari) care funcționează la tensiuni mici (24 V). Pentru $\lambda = 550$ nm, 1 Watt = 690 lm.

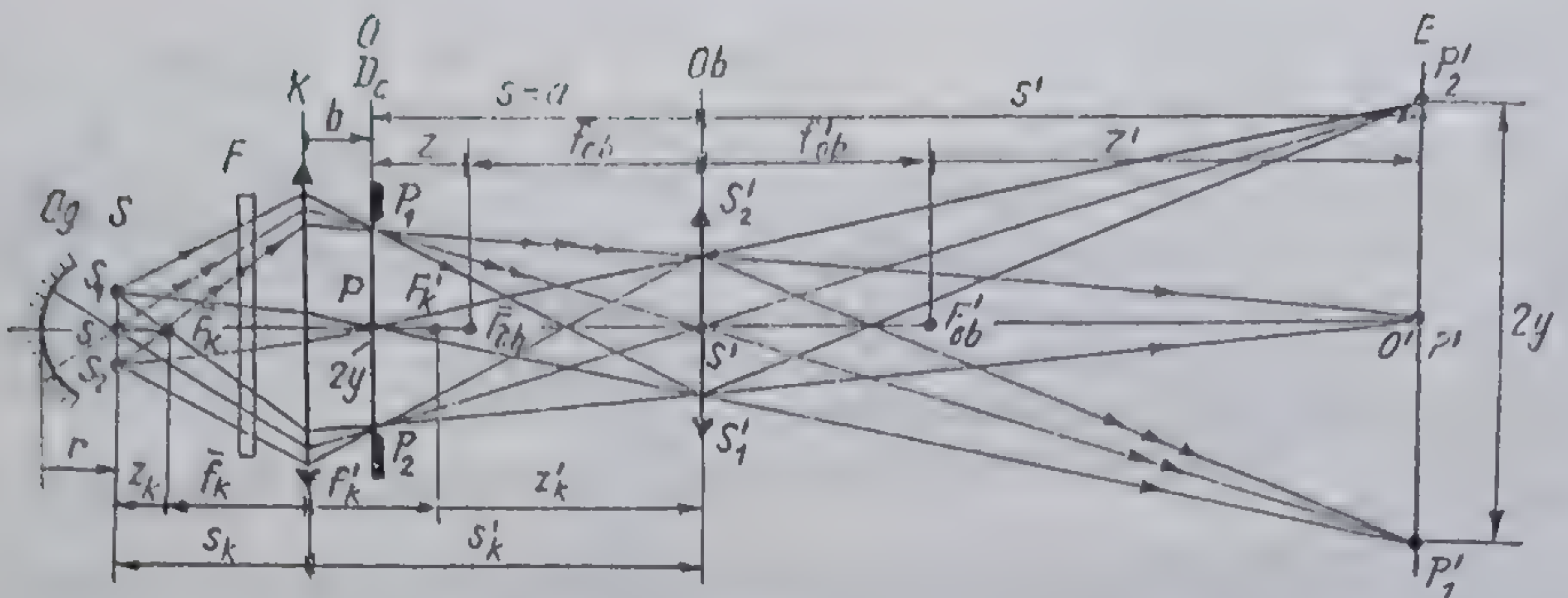


Fig. 6.14. Schema optică a aparatului de proiecție DIA.

c. *Filtrul* este, de regulă, de tip anticaloric situat între sursă și obiect. Se recomandă filtrele de reflexie, deoarece cele de absorbție crapă. Dacă se polisează toate suprafețele, inclusiv fațetele, se evită spargerea filtrului. Sînt necesare monturi elastice, spre exemplu monturi cu lamele elastice.

d. *Condensorul*. Acesta poate fi dioptric sau catoptric (fig. 6.16); trebuie ca unghiul de deschidere $2\sigma'_k$ să asigure „umplerea obiectivului”, adică $2\sigma'_{pk} = 2\sigma_{0ob}$. Pentru proiectare, se consideră condensorul situat invers, adică lumina se propagă dinspre pupila de intrare a obiectivului spre sursă.

O aberație sferică reziduală asigură omogenizarea sursei, cu condiția ca razele pupilare să atingă sursa. Se recomandă lentilele de cea mai bună formă, distribuite conform recomandărilor din §3.1.2, realizate din sticle rezistente la temperaturi înalte, cu coeficientul de dilatare mic și apropiat de cel al materialului din care se execută montura. Dacă se folosesc suprafețe asferice se reduce numărul lentilelor pentru aceeași aberație de sfericitate.

Diametrul condensorului este ceva mai mare decît diagonala formatului obiectului (rama D_c).

La condensorul reflectant elipsoidal se va avea în vedere poziționarea corectă a obiectului, în scopul eliminării umbririi (fig. 6.16, d). Condensorul reflectant paraboloidal, combinat cu o lentilă (fig. 6.16, e) nu prezintă acest neajuns și de aceea el este preferat pentru iluminarea filmelor. La nevoie, se folosește un condensor catadioptric pentru iluminarea părții centrale (fig. 6.17), dar acesta îngreunează răcirea.

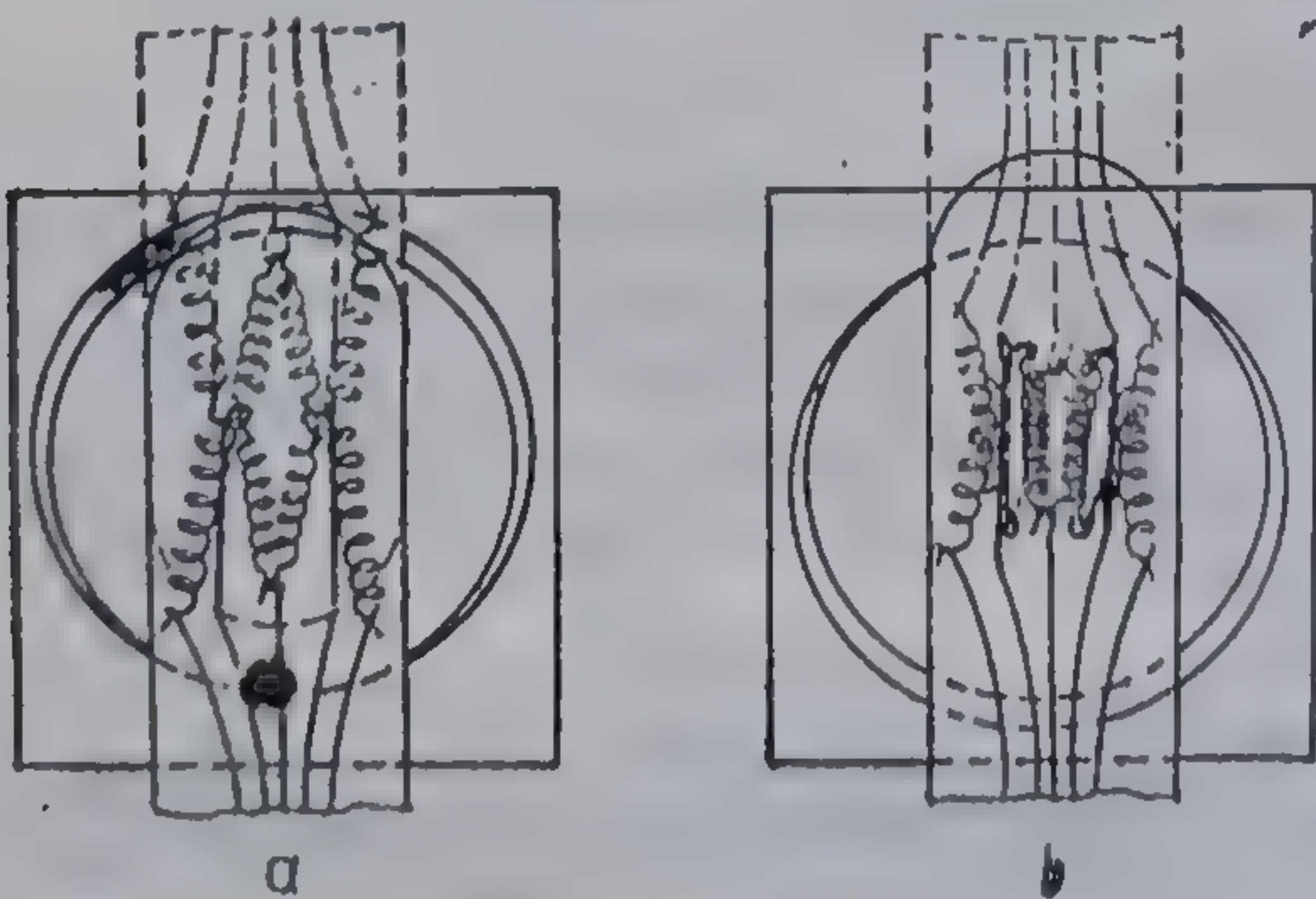


Fig. 6.15. Filametul și imaginea sa în oglinda sferică concavă.

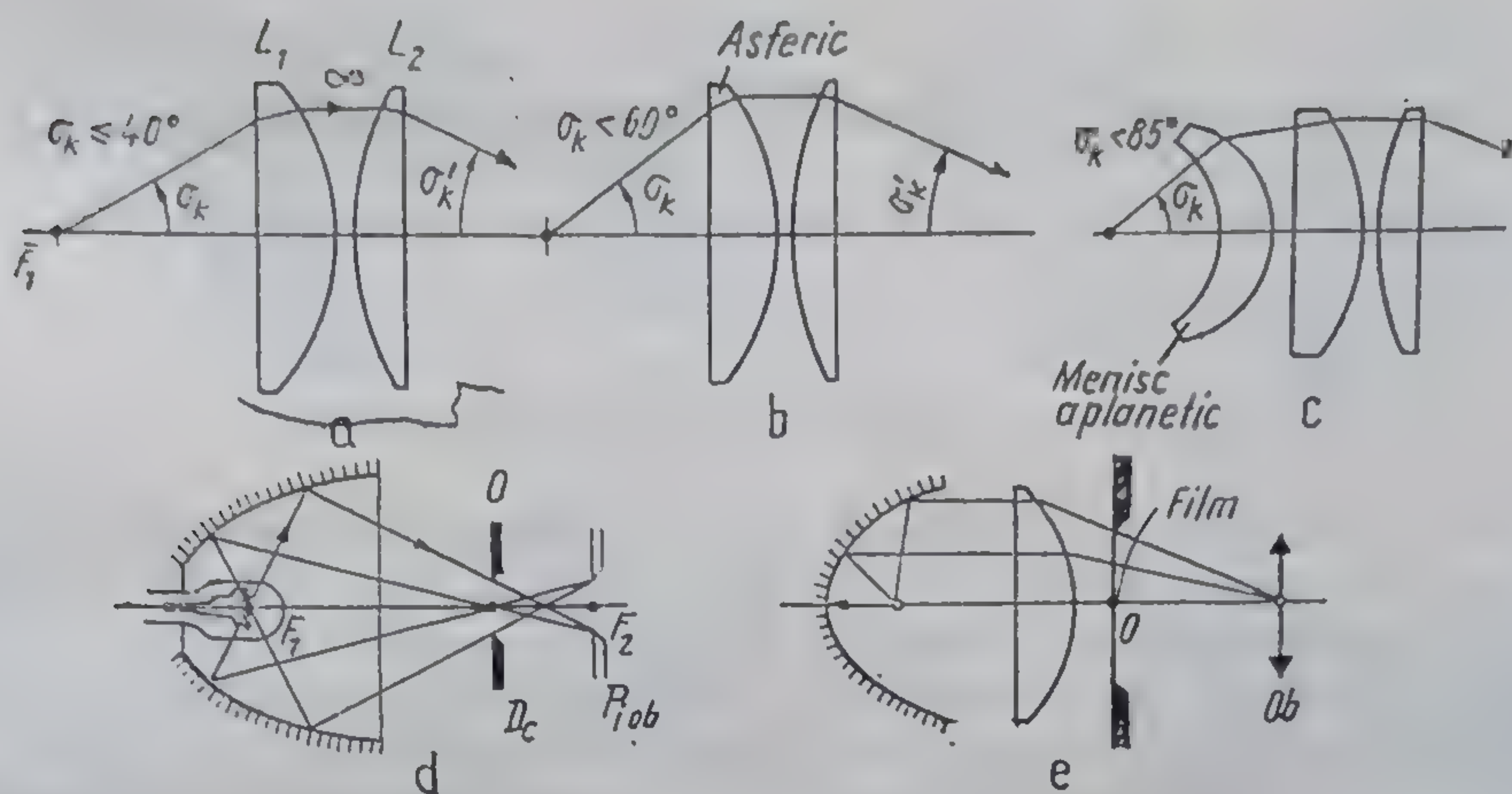


Fig. 6.16. Condensatoare pentru aparatele de proiecție.

Aparatele de proiecție cinematografică sînt prevăzute cu oglinzi eliptice reci, din sticlă, cu diametrul mare ($\Phi = 200 \dots 365$ mm).

Elementele constitutive ale condensatorului trebuie polisate pe toate suprafețele, pentru a se putea evita spargerea la variația temperaturii.

e. *Formatul obiectului.* Acesta este standardizat pentru diferite tipuri de aparate. Se deosebesc: formate mici (18×24 ; 24×24 ; 24×30 ; 24×32 ; 24×36), formate mijlocii (40×40 ; 45×60 ; 60×60 ; 60×90 ; 65×90) și formate mari și foarte mari (90×120). Pentru aparate cinematografice se folosesc formatele: $3,6 \times 4,9$ (film de 8 mm); $7,5 \times 10,3$ (film de 16 mm); 16×22 (film normal de 35 mm cu ton); 18×22 (film normal pentru ecran lat); $23 \times 53,1$ (film-lat de 70 mm).

Practic, filmul normal cu bandă de ton are formatul $18,2 \times 21,3$ mm, iar cel înregistrat magnetic are $18,2 \times 23,2$ mm.

Prin introducerea și extragerea simultană a diapozitivului se elimină variația iluminării care obosește pe observator, deoarece pupilele își modifică diametrele cu frecvență mare (v. aparatul Pradovit CA 2502-Leitz),.

f. *Obiectivul de proiecție.* Obiectivul trebuie să fie anastigmat, fără diafragmă de deschidere specială, de tip Petzval, triplet sau Gauss. Trebuie folo-

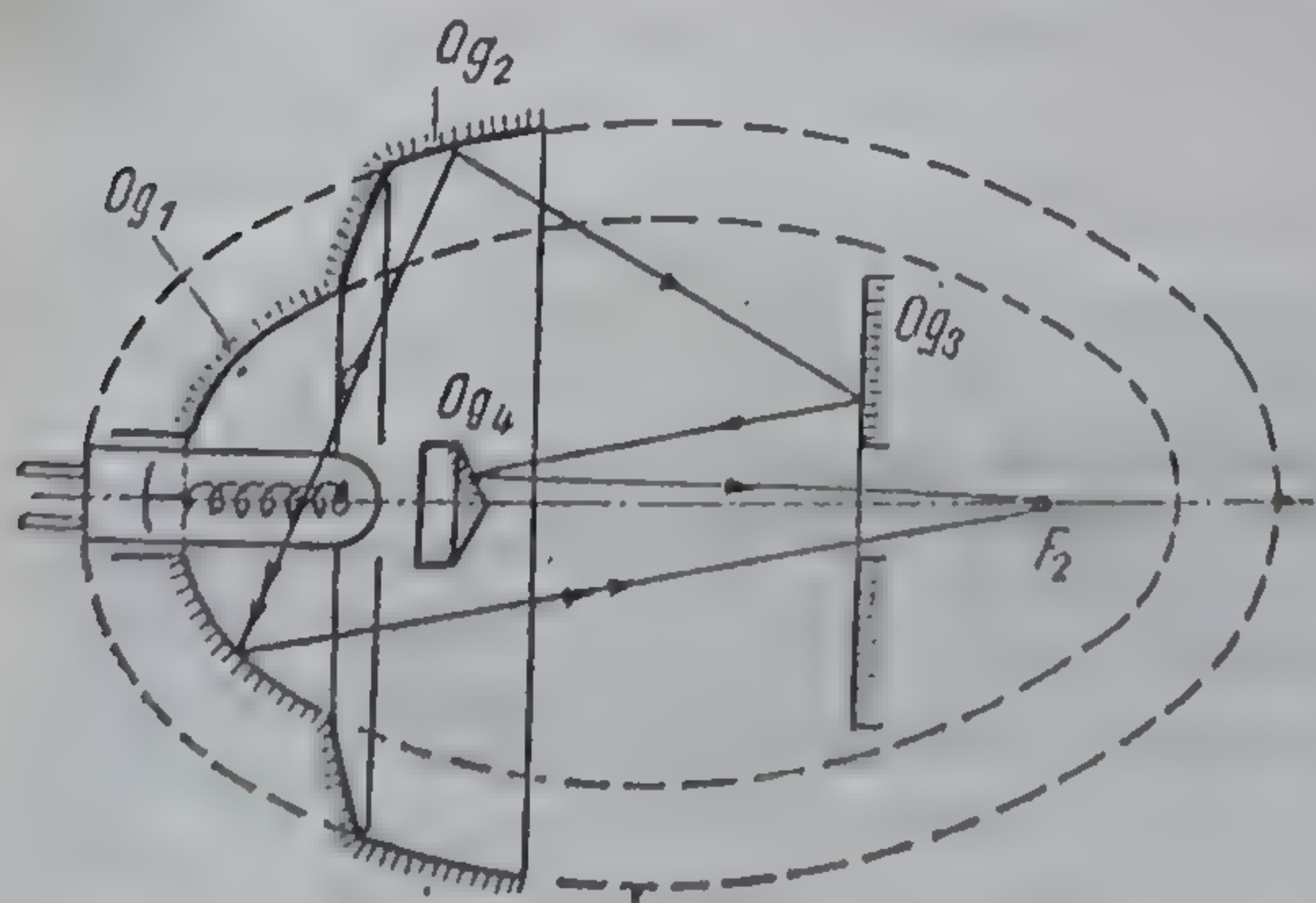


Fig. 6.17. Iluminarea zonei centrale a unui condensor elipsoidal.

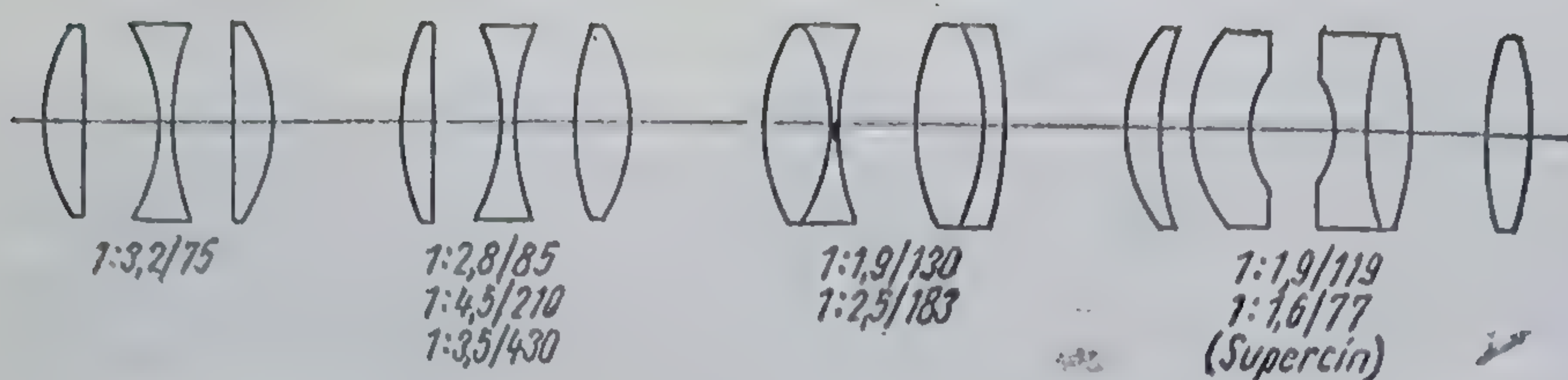


Fig. 6.18. Obiective de proiecție realizate de IOR.

site sticle rezistente la temperaturi înalte, deoarece condensorul formează imaginea filamentului în pupila de intrare a obiectivului. În fig. 6.18 sînt reprezentate schemele unor obiective de proiecție realizate de IOR.

g. *Ecranul*. La ambele moduri de proiecție observatorul poate fi situat în fața ecranului (de aceeași parte cu aparatul) sau după ecran. În primul caz, ecranul funcționează prin reflexie; el trebuie să fie alb, vopsit cu oxid de zinc sau oxid de plumb (factorul de reflexie difuză $a = 0,99 \dots 0,95$ Albedo). Ecranul textil are $a = 0,8$. Pot fi folosite și ecrane cu perle din sticlă.

În al doilea caz, ecranul este de transmisie în formă de lamă plan-paralelă, realizată din sticlă, sau din material plastic, mățuită fin prin procedeele cunoscute. Ecranele de transmisie mari trebuie urmate de lentile de cîmp de tip Fresnel.

Notă: Schema diaproiectorului (v. fig. 6.14) se folosește și la proiectarea pe ecran a reticulelor, scărilor gradate, rețelelor, riglelor și discurilor codificate etc. În ultimul caz, fiecare pistă trebuie proiectată pe cîte un fotoreceptor.

6.6.2. Diaproiectorul cu focusare automată

În ultimii ani, în domeniul aparatelor de proiecție s-au obținut succese mari în ceea ce privește creșterea fluxului luminos, răcirea diapozitivului și confortul prin: utilizarea lămpilor cu halogeni de voltaj mic (24 V), ventilatoare silențioase, oglinzi reci, filtre de infraroșu, magazine pentru diapozitive și comanda acestora de la distanță precum și autofocusarea. Aici sînt prezentate cîteva idei privind posibilitatea realizării autofocusării. Mai întîi, este avantajos ca poziționarea obiectivului pentru o anumită distanță s'_0 să se facă manual sau cu un motor comandat de la distanță. Apoi, neclaritatea imaginii cauzată de variația grosimii diapozitivului ori de poziția filmului între cele două geamuri să se realizeze automat. Se cunosc mai multe soluții dar, în continuare, se prezintă schema unui diaproiector fabricat de firma Leitz (fig. 6.19). Se observă că lentila L_4 formează imaginea reală a fantei de iluminare F_1 pe diapozitiv, iar lentila L_5 și cele două lentile cilindrice L_6 formează imaginea reală a acestei imagini pe cele două fotorezistențe FR .

În fig. 6.20, a se observă că diapozitivul reprezintă un sistem alcătuit din 6 suprafețe reflectante dar, deoarece filmul este curbat, suprafețele 2 și 3 sînt în contact și deci, practic, există doar 5 oglinzi. Ca urmare, se obțin 5 imagini ale fantei F_1 cu diferite intensități (fig. 6.20, b). Deoarece prezintă interes doar imaginea 2/3 celelalte imagini trebuie obturate. Cînd sistemul de oglinzi se deplasează axial, se deplasează și sistemul de imagini ale fantelor pe cele două fotoreceptoare pentru infraroșu, care funcționează diferențial.

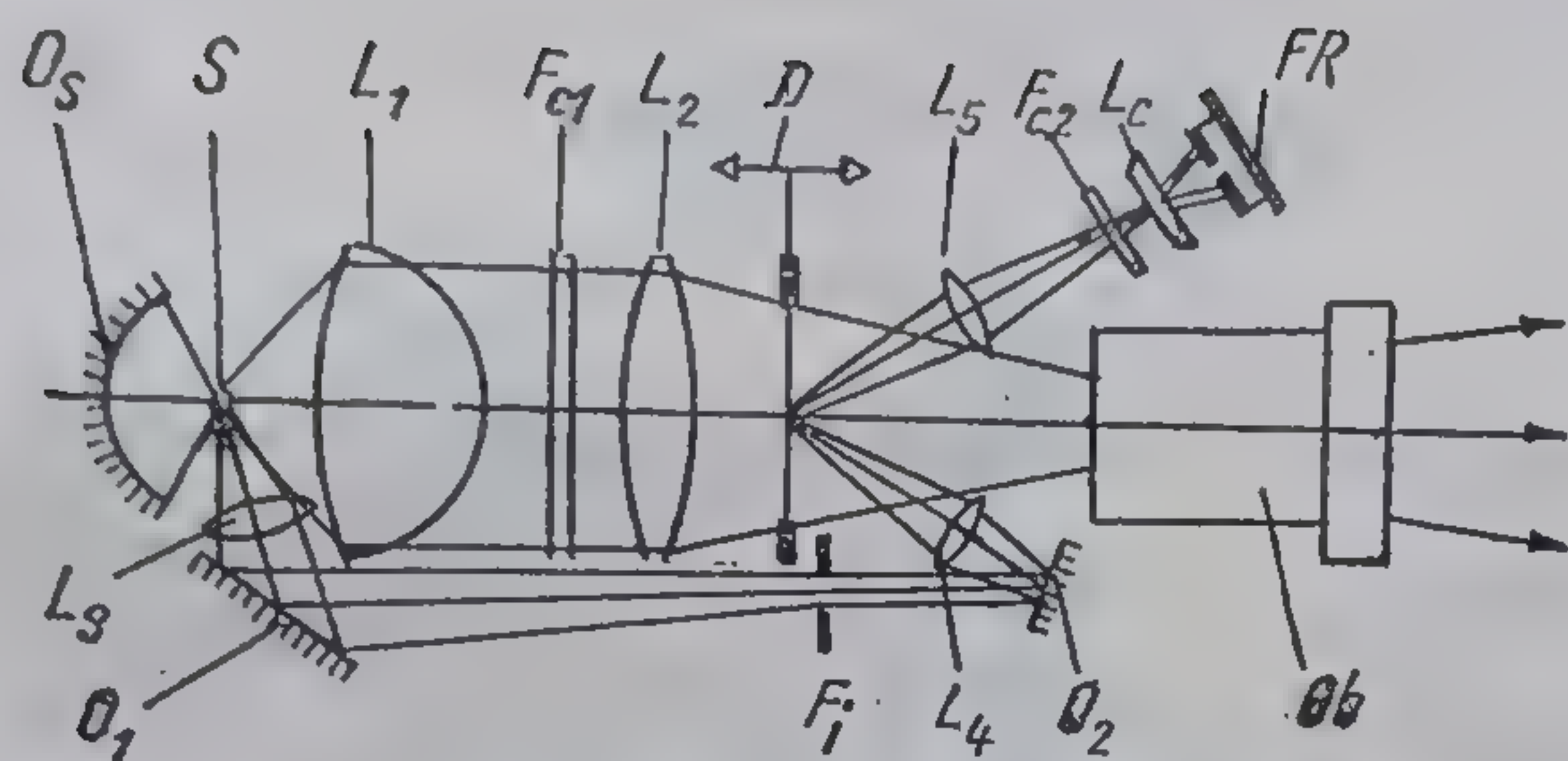


Fig. 6.19. Diaproiectorul Pradovit-color-autofocus (Leitz).

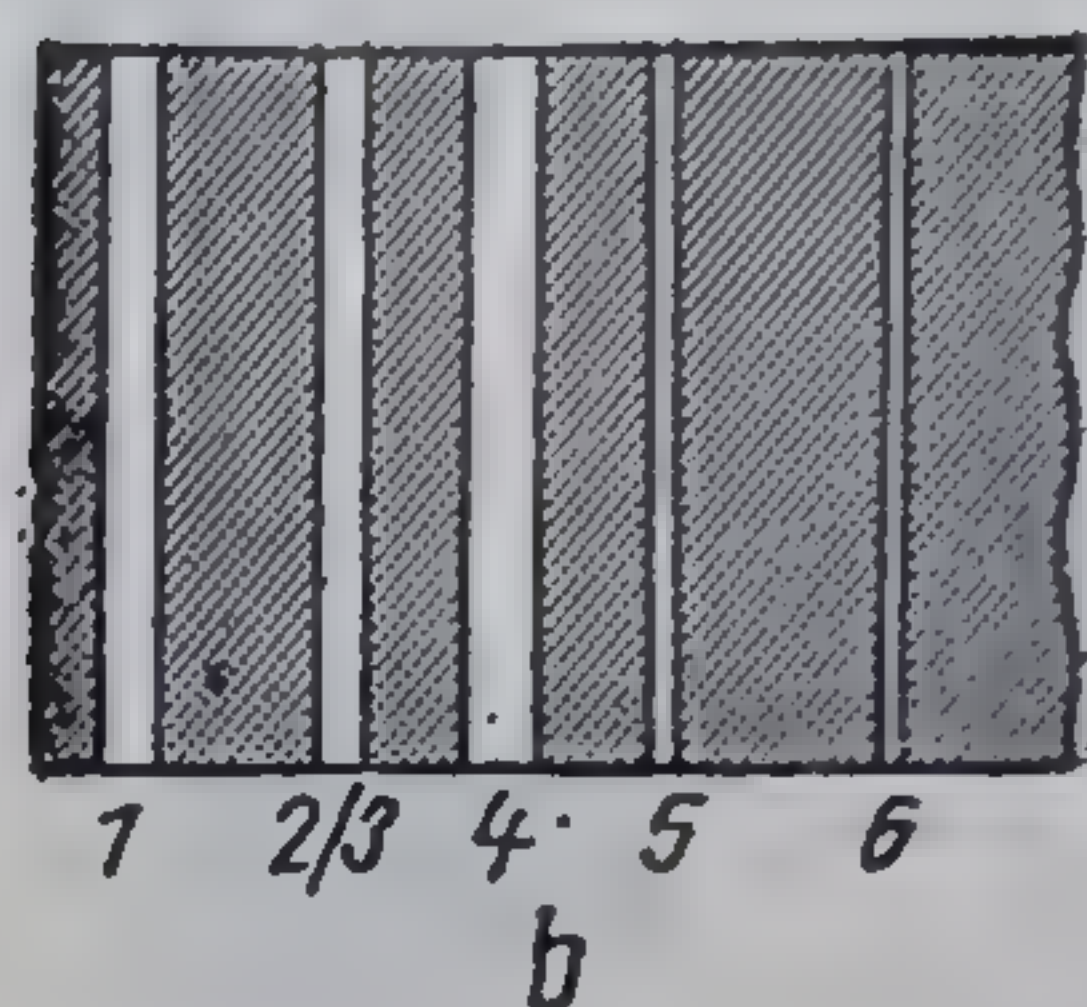
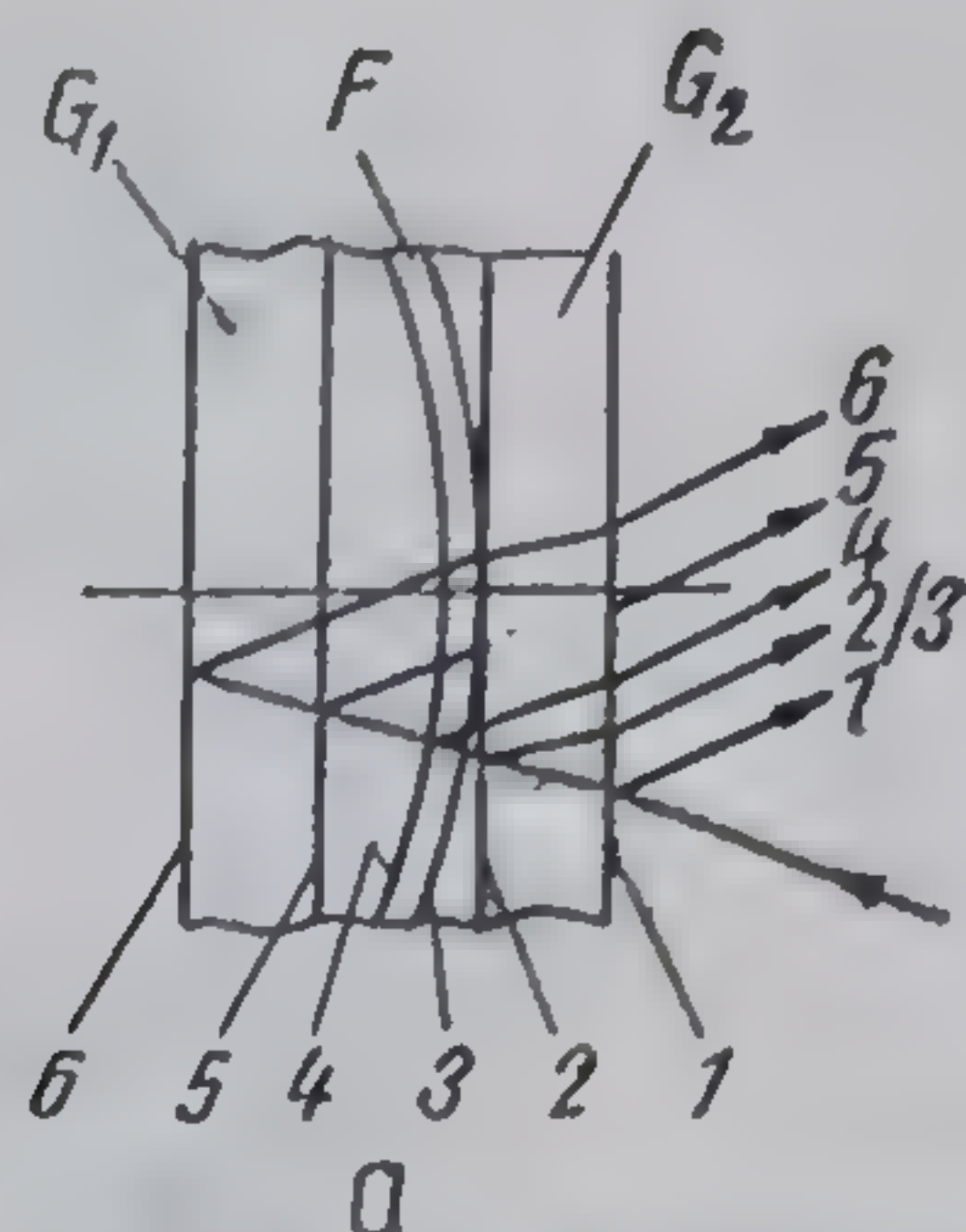


Fig. 6.20. Focusarea automată: *a* — poziția filmului între cele două geamuri ale unui diapozitiv; *b* — imaginile fantei de palpare.

Cînd imaginea fantei este situată simetric pe fotoreceptoare, cei doi fotocurenți se compensează. Pentru a se putea micșora cele două suprafețe receptoare s-au introdus două lentile cilindrice a căror suprafață de separare se află chiar pe axa sistemului de reprezentare a fantei.

După fotorezistențe urmează un servo-amplificator alimentat de tensiunea lămpii.

6.6.3. Retroproiectoare

Schema optică a unui retroproiector este reprezentată în fig. 6.14. Relațiile date în §6.6.1 sînt valabile și pentru retroproiectoare.

În fig. 6.21 sînt reprezentate patru scheme de retroproiectoare. Cel din fig. 6.21, *a* a fost realizat și de Întreprinderea Didactica. Condensorul este alcătuit din două lentile de tip Fresnel cu distanțele focale $f'_1 = 180$ mm și $f'_2 = 430$ mm, calculate și realizate de autor.

Obiectivul poate fi o lentilă de cea mai bună formă (aplanetică) sau un dublet de tip Steinheil, cu distanța focală $f' \approx 300 - 350$ mm și $P_i/f' = 1/4 \dots 1/4,5$. Un retroproiector corespunzător schemei din fig. 6.21, *c*, cu condensor Fresnel în formă de oglindă eliptică, pliant, portabil, cu sursă cu halogeni răcită natural a fost realizat de autor (model funcțional). Oglinda Fresnel trebuie să aibă grosimea $d \leq 0,25$ mm și să fie situată asimetric față de axa optică a obiectivului, pentru a se putea evita obturarea luminii reflectate de profilul Fresnel.

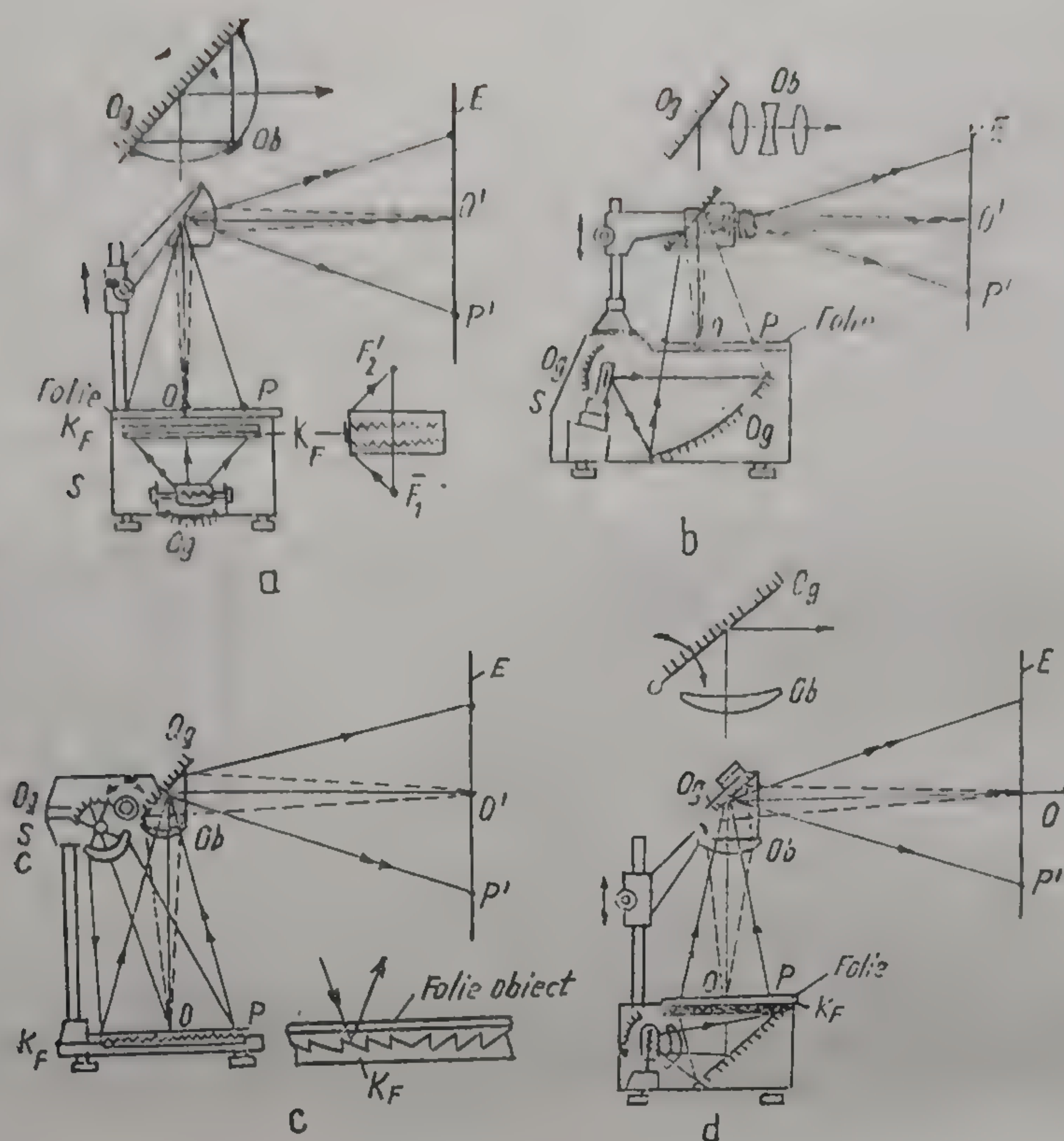


Fig. 6.21. Retroproiectoare cu diferite condensoare:
 a — Fresnel lenticular; b — oglindă elipsoidală; c — oglindă Fresnel;
 d — Fresnel lenticular.

6.6.4. Epiproiectoare

Schema optică de principiu a unui epiproector este reprezentată în fig. 6.22, a. Principalele componente sînt: oglinzile O_g , sursele S , condensoarele K , dispozitivul de așezare și planare a obiectului $D_c - G$, obiectivul de proiecție O_b și ecranul E .

Datorită factorului de reflexie mic al obiectului, sursele trebuie să fie de puteri mari și cu eficacitate luminoasă ridicată. Sînt necesare ventila-toare pentru răcire. Obiectivul trebuie să aibă deschidere relativă mare; se calculează pentru $s = -\infty$. Relațiile date în § 6.6.1 sînt valabile și pentru epiproiectoare.

Deși se admite că obiectul este un radiator de tip Lambert (la care distribuția intensității luminoase este arătată în fig. 6.22, b), există întotdeauna și o reflexie nedifuză și deci intensitatea maximă nu este orientată de-a lungul axei optice. Din acest motiv se recomandă ca unghiul α (v. fig. 6.22) să fie cît mai mic posibil. La iluminarea formatelor cu diferite dimensiuni se poate deplasa condensorul K sau se poate introduce un sistem divergent după condensor (în sensul propagării luminii).

Un exemplu de utilizare optimă a fluxului luminos emis de sursă este arătat în fig. 6.23 [109]. Se observă că lumina emisă de sursa S este dublată

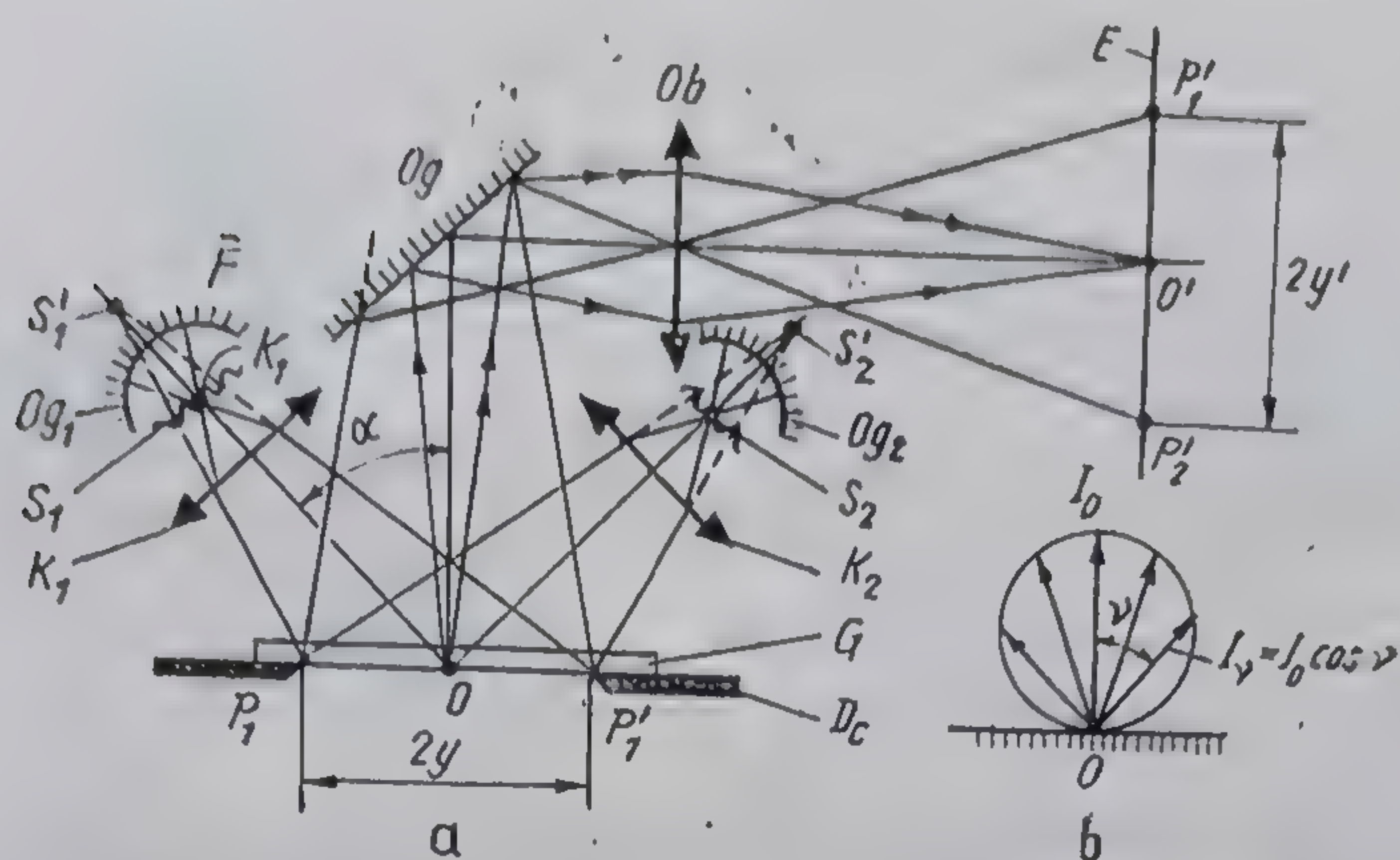


Fig. 6.22. Schema optică a unui aparat de proiecție EPI.

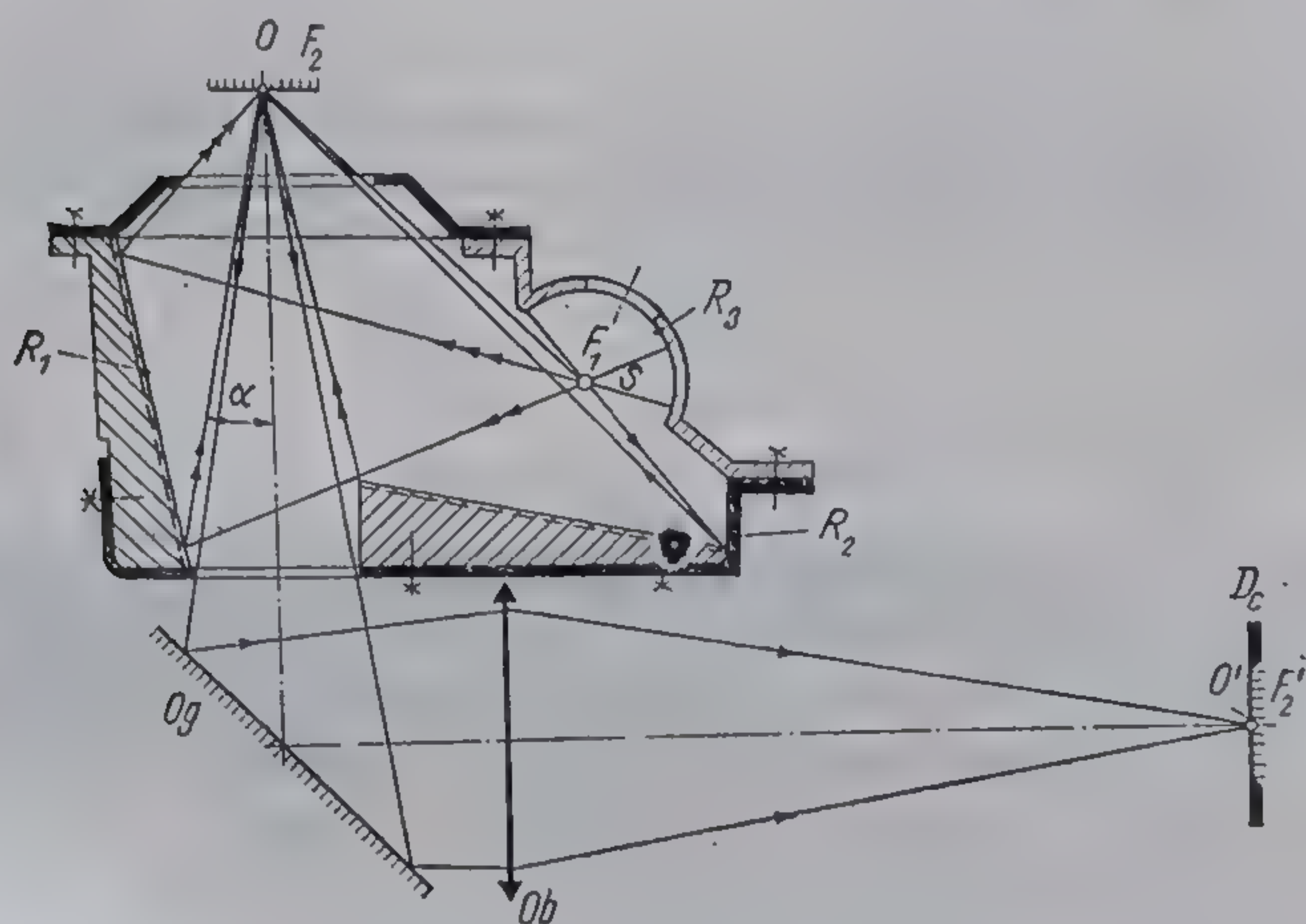


Fig. 6.23. Schema optică a unei mașini de copiat prevăzută cu un condensor constituit din oglinzi Fresnel (brevet RSR 89747).

de condensorul cilindric R_3 și reflectată de oglinzile eliptico-cilindrice R_2 și R_1 în punctul obiect O ce trebuie iluminat, situat în focarul F_2 , conjugat cu focarul F_1 . Cele două reflectoare R_2 și R_3 concepute de autor sînt eliptice oblice confocale, realizate după principiul descris în § 4.1.12. (v. brevet RSR nr. 89747). Determinările experimentale au confirmat pe deplin superioritatea acestei scheme față de cele cunoscute. Utilizarea oglinzilor eliptice speciale a permis reducerea considerabilă a gabaritului, micșorarea unghiurilor de incidență α și iluminarea obiectului cu fascicula simetrică.

6.6.5. Proiectoare de măsurare

Schema optică de principiu a unui proiector de măsurare cu iluminare DIA (fig. 6.24) este alcătuită din două părți principale: sistemul de iluminare de tip Köhler și sistemul de proiecție pe ecran. Elementele componente ale

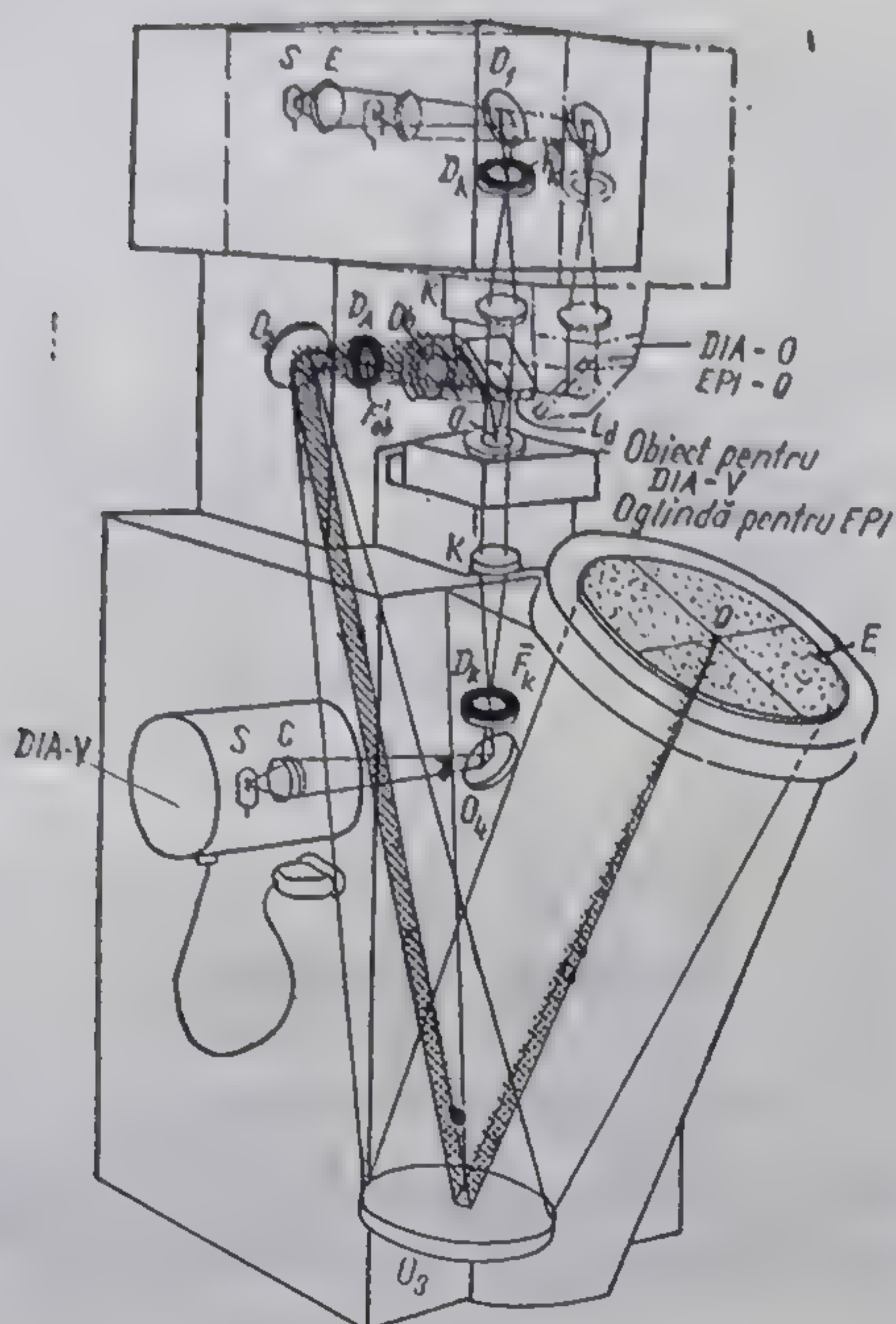


Fig. 6.25. Proiectorul de măsurare MP 320 (C. Zeiss-Jena).

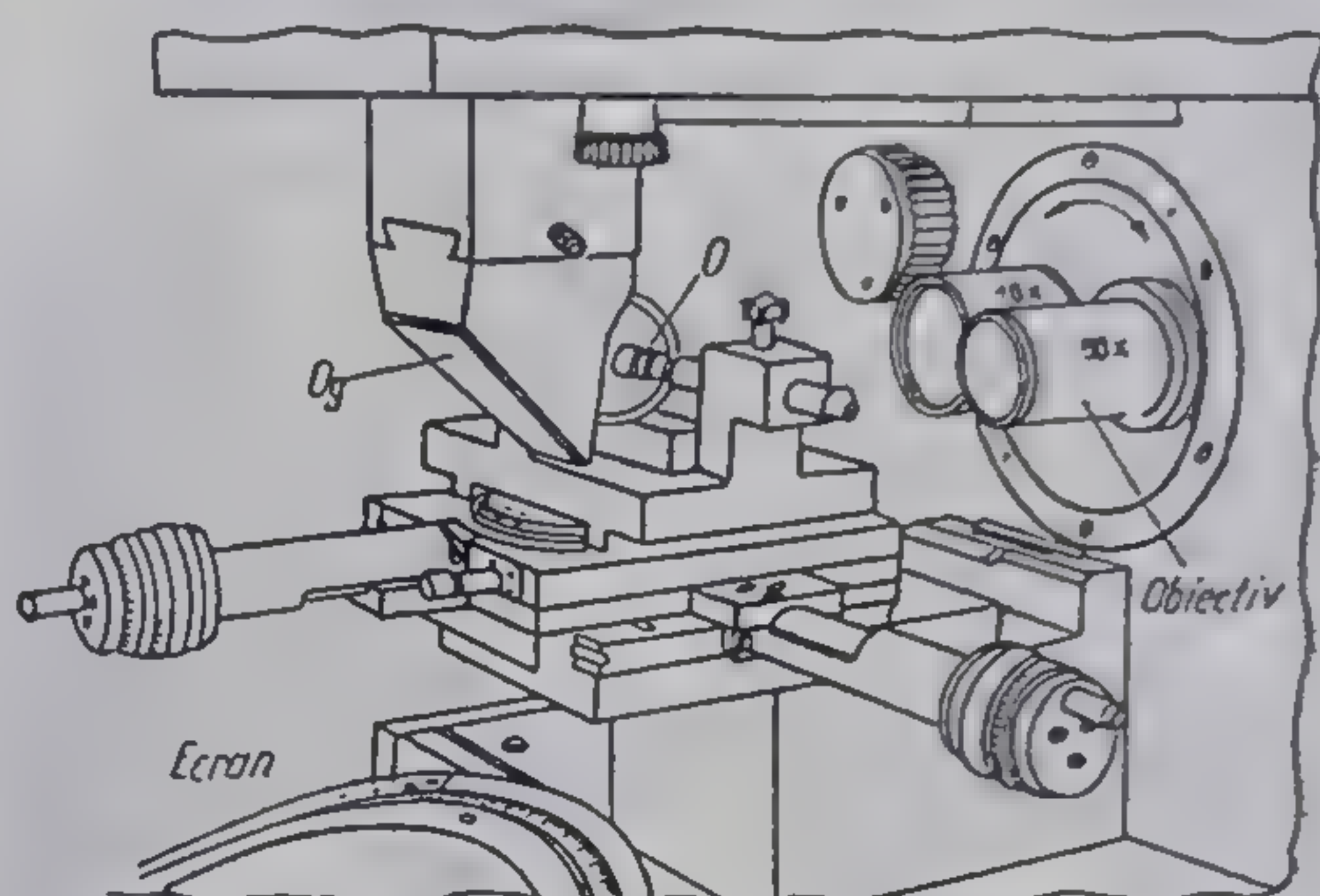


Fig. 6.26. Masa în coordonate și obiectivele proiectorului MP 320.

este de $\pm 0,20\%$; ele pot fi fixate câte 4 în revolver. Iluminarea obiectului se face cu lămpi cu halogeni 12 V, 100 W, condensorul fiind o oglindă elipsoidală rece. Pentru obiecte cu factor de reflexie mic se utilizează ca accesoriu pentru câmp întunecat, (iluminarea EPI) la obiectivele cu $\beta'_{ab} = 5, 20$ și $50:1$.

Proiectorul de măsurare PP 600 (Leitz) are câmpul imagine $2y' = 600$ mm. Măririle sînt 5:1, 10:1, 20:1, 25:1, 50:1, 100:1, 200:1. Acestor obiective le corespund câmpurile obiect $2y = 120, 60, 30, 12, 6$ și 3 mm precum și distorsiunile 24; 12; 6; 2,4, 1,2 și $0,6 \mu\text{m}$. Surse: lampă cu halogeni 12 V, 100 W cu filament plan pentru DIA și 24 V, 250 W, cu filament plan pentru EPI.

Un proiector de măsurare la care obiectul măsurand poate fi comparat cu unul de referință, prin proiecția pe ecran a ambelor, este reprezentat în fig. 6.27. Obiectul poate fi iluminat DIA sau EPI. Pentru obiectivele cu măririle β'_{ab} de 10:1, 50:1 și 100:1 se folosește același condensor; pentru $\beta'_{ab} = 20:1$ se introduce un condensor special cu $\beta'_k = 1:1$, pentru compararea măsurandului cu etalonul.

Obiectivele telecentrice, cu distorsiunea $\pm 0,25\%$ sînt montate într-un revolver care se rotește în jurul unei axe paralelă cu axa optică (fig. 6.27, b).

6.6.6. Aparat de mărit

Aparatul de mărit este un diaproiector (fig. 6.28) care se cualculează conform §6.1.1. Trebuie realizate: iluminarea uniformă a filmului, eliminarea căldurii, protejarea spațiului contra luminii și punerea la punct, automată sau

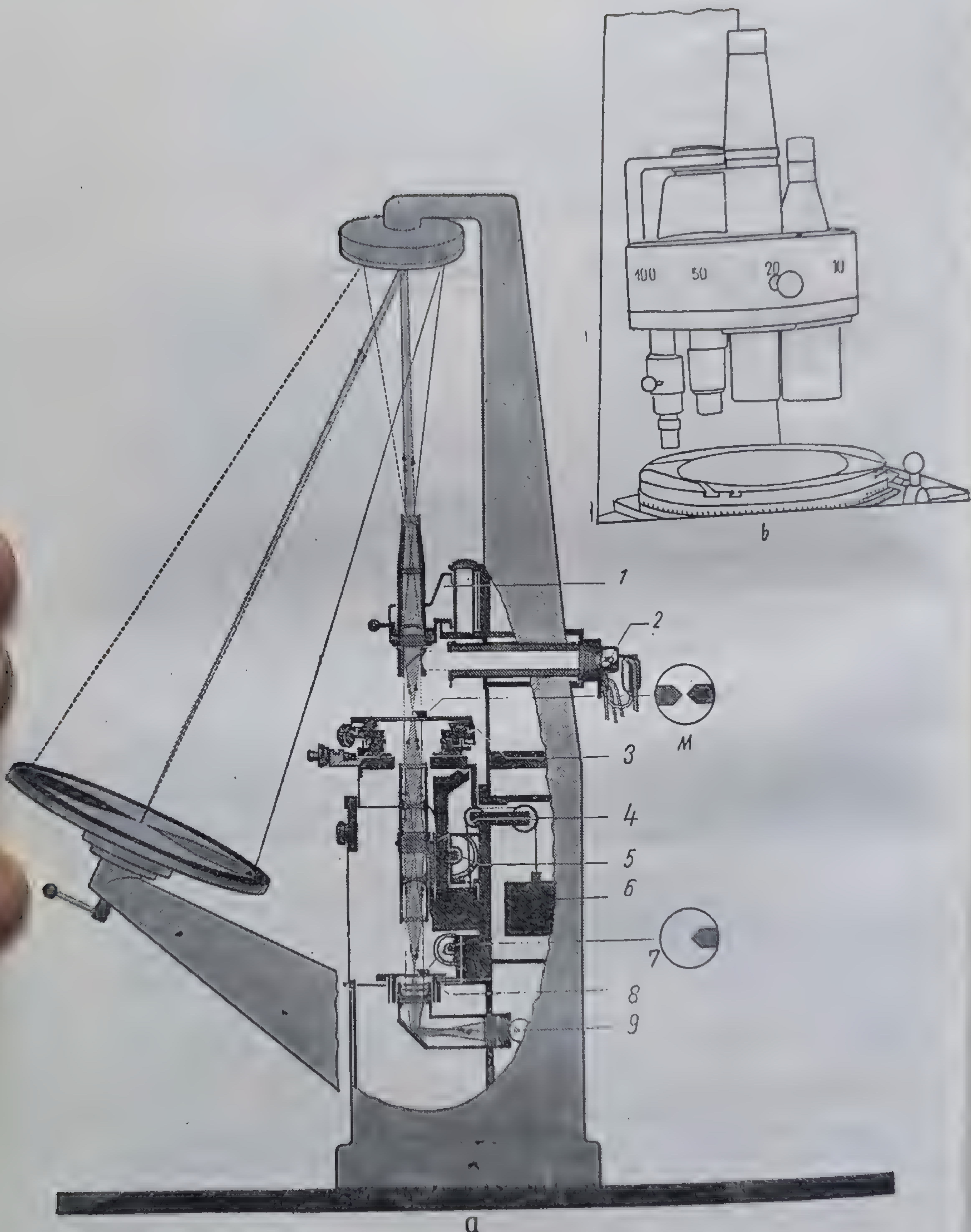


Fig. 6.72, Proectorul de măsurare GP 650 (Leitz).

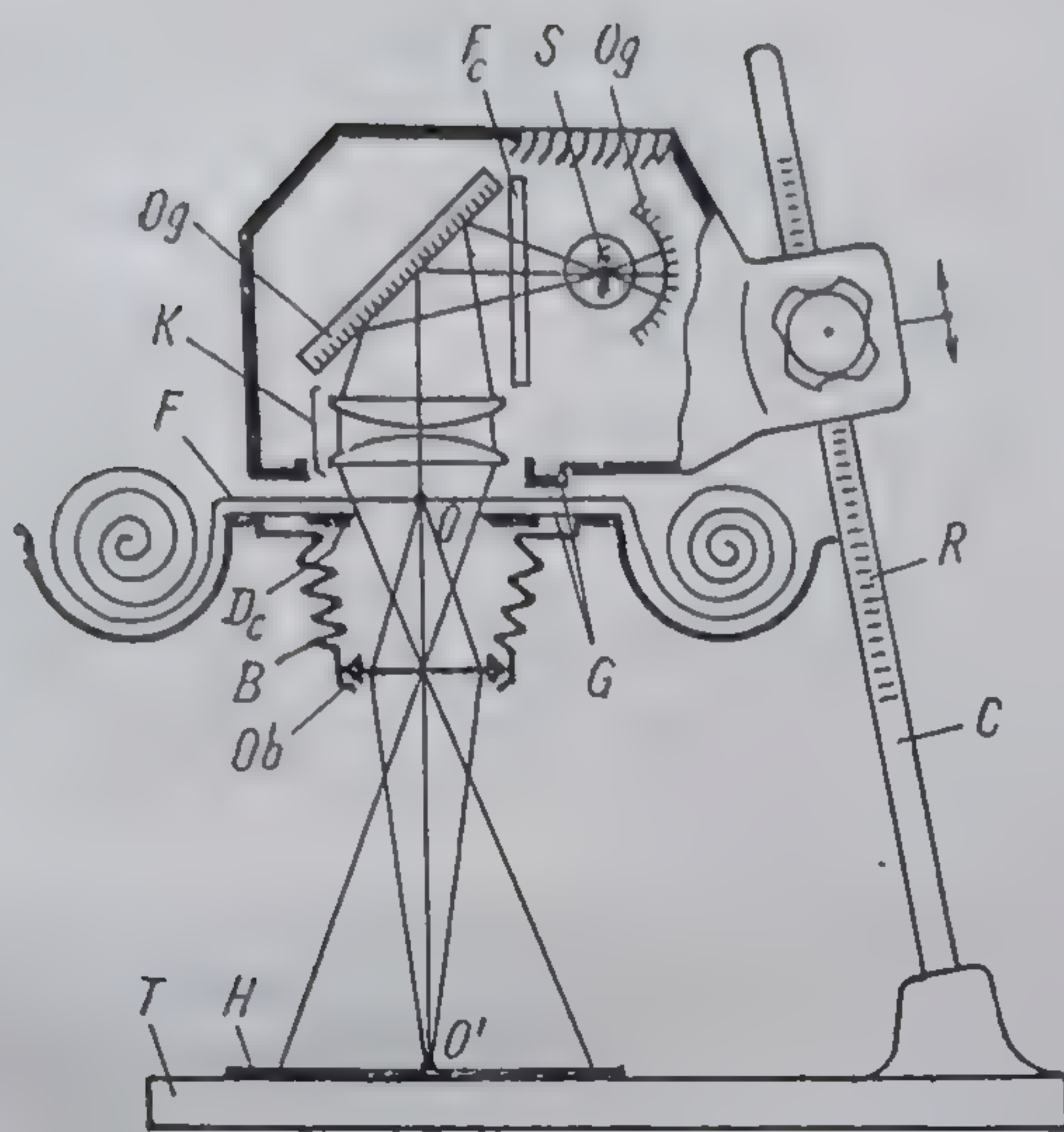


Fig. 6.28. Aparatul de mărit.

Tot aparate de mărit sînt și diaproiectoarele de citit microfilme și microfise. În fig. 6.30 este reprezentată schema aparatului DL 5.2 (C. Zeiss-Jenă).

6.6.7. Aparatul de proiecție cinematografică

6.6.7.1. *Istoric.* Cinematografia își are începuturile prin anii 1833, cînd Stampfer și Plateau, independent unul de altul, au contopit mai multe desene situate pe un disc rotitor, privit printr-un alt disc rotitor, cu fante (fantascopul, fantasmascopul, taumatropul, tamburul minunc, roata vieții ș.a.). Mai tîrziu, figurile desenate au fost înlocuite cu fotografii. În 1886, O. Anschütz a lipit o serie de 24 fotografii pe un disc rotitor, fiecare fotografie fiind ilumi-

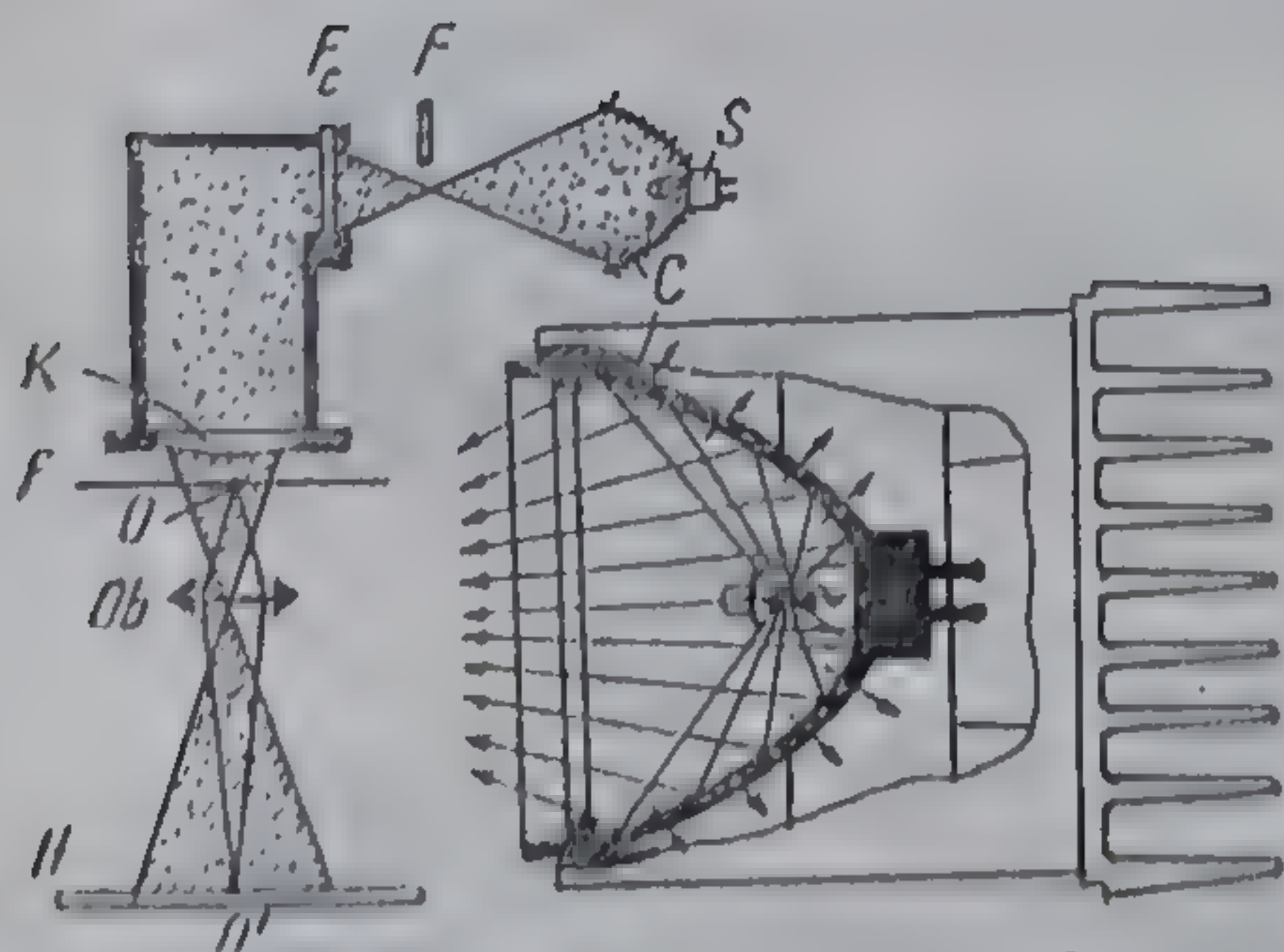


Fig. 6.29. Dispozitivul de iluminare la aparatul de mărit FOCOMAT V 35 autofocus.

manuală, a obiectivului după modificarea formatului hîrtiei H. Un aparat care satisface aceste toate condiții este fabricat de Leitz sub denumirea de „FOCOMAT V 35 Autofocus”, care se remarcă și printr-o concepție nouă a dispozitivului de iluminare (fig. 6.29).

Se observă că acesta funcționează pe principiul sferei Ulbricht. Astfel, lumina provenită de la lampa cu halogeni S (12 V/75 W) este proiectată de colectorul elipsoidal rece C pe suprafața cilindrică alcătuită din spumă de Polyalkene și care reprezintă un difuzor neutru. De asemenea, lentila K este o lentilă difuzoare.

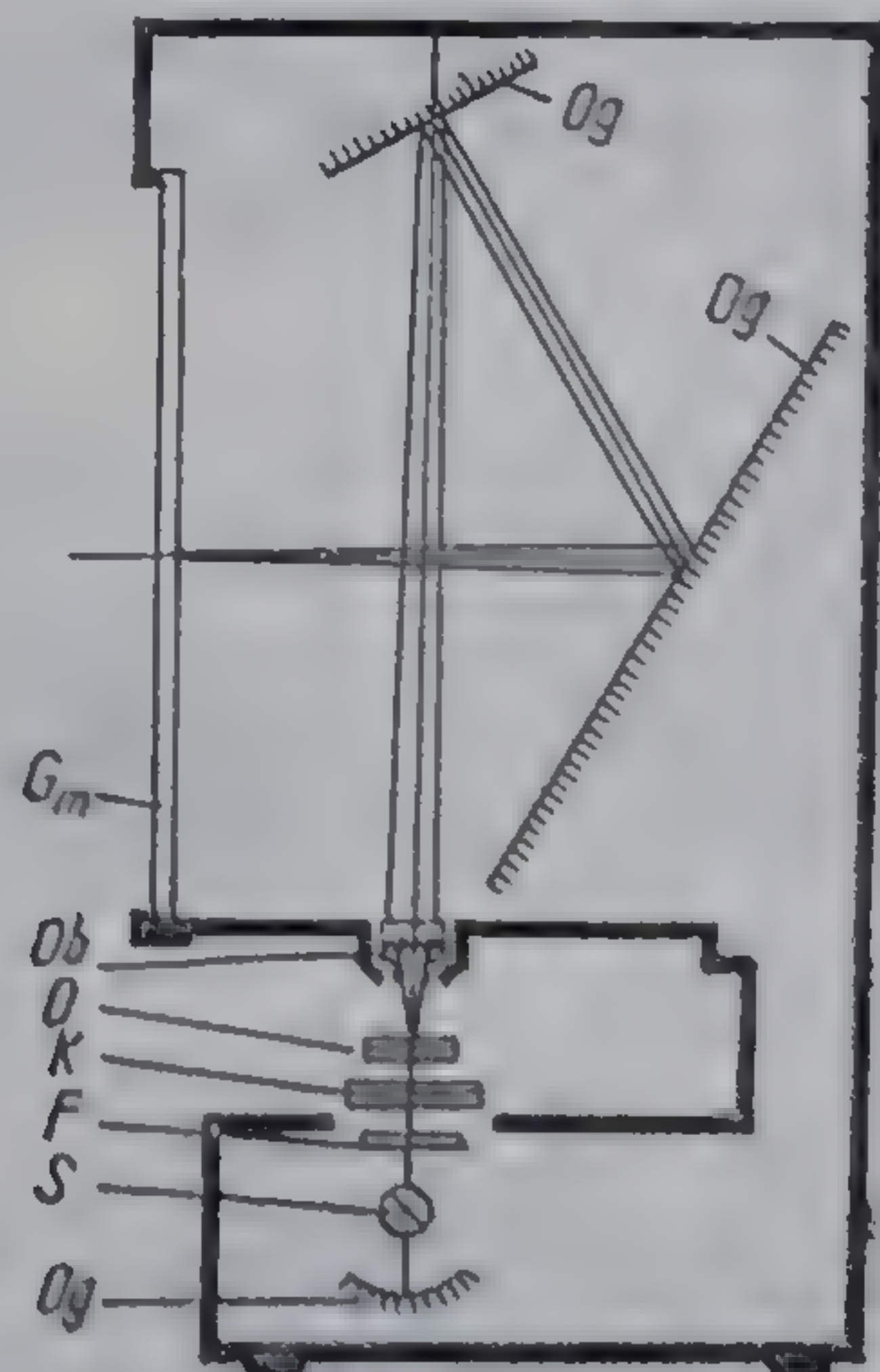


Fig. 6.30. Aparatul de citit microfilme.

nată în dreptul unei ferestre de observare cu un tub Geissler. Acest aparat, produs industrial, a fost numit electrotachiscop. Un salt uriaș a fost făcut după descoperirea celuloidului și utilizarea acestuia ca suport în formă de bandă lungă.

Prima cameră cinematografică cu film pe bandă de celuloid perforată la margine pentru antrenare a fost realizată în 1891 de Th. A. Edison, numită Kinetograf. Tamburul zimțat era antrenat de o cruce de Malta, așa că fiecare fotografie, respectiv imagine, staționa un anumit timp. Faza de mișcare a filmului era acoperită cu un obturator rotitor (o diafragmă rotitoare cu fante). Pentru observarea continuă a imaginilor, Edison a folosit un dispozitiv numit Kinetoscop. Durata de iluminare era mai mică decât durata de mișcare. Acest sistem a fost perfecționat mai târziu prin utilizarea unei coroane cu patru obiective rotitoare (compensarea optică).

Primele proiectii au fost făcute de frații M. și E. Skladanowsky (1895) în Berlin (cu Bioscopul) și în același an, de frații L. și A. Lumière. Aceștia din urmă au numit aparatul utilizat cinématographe. În anul 1896, Edison a realizat un aparat mai complet numit Vitascop.

Mult timp s-a folosit filmul cu perforații duble de 35 mm, cu formatul 18×24 mm, cu distanța de 19 mm dintre două imagini. În prezent, imaginea, numită fotogramă este de $15,2 \times 20,9$ mm, pentru a permite înregistrarea tonului. Aparatele pentru amatori au 16 imagini/s, cele moderne au 24 imagini/s. În primul caz se obturează lumina de 3 ori/imagine; în al doilea caz doar de două ori, așa că frecvența aparentă este de 48 imagini/s.

6.6.6.2. Componentele principale ale aparatului de proiecție cinematografică (fig. 6.31) este alcătuit din urmă-

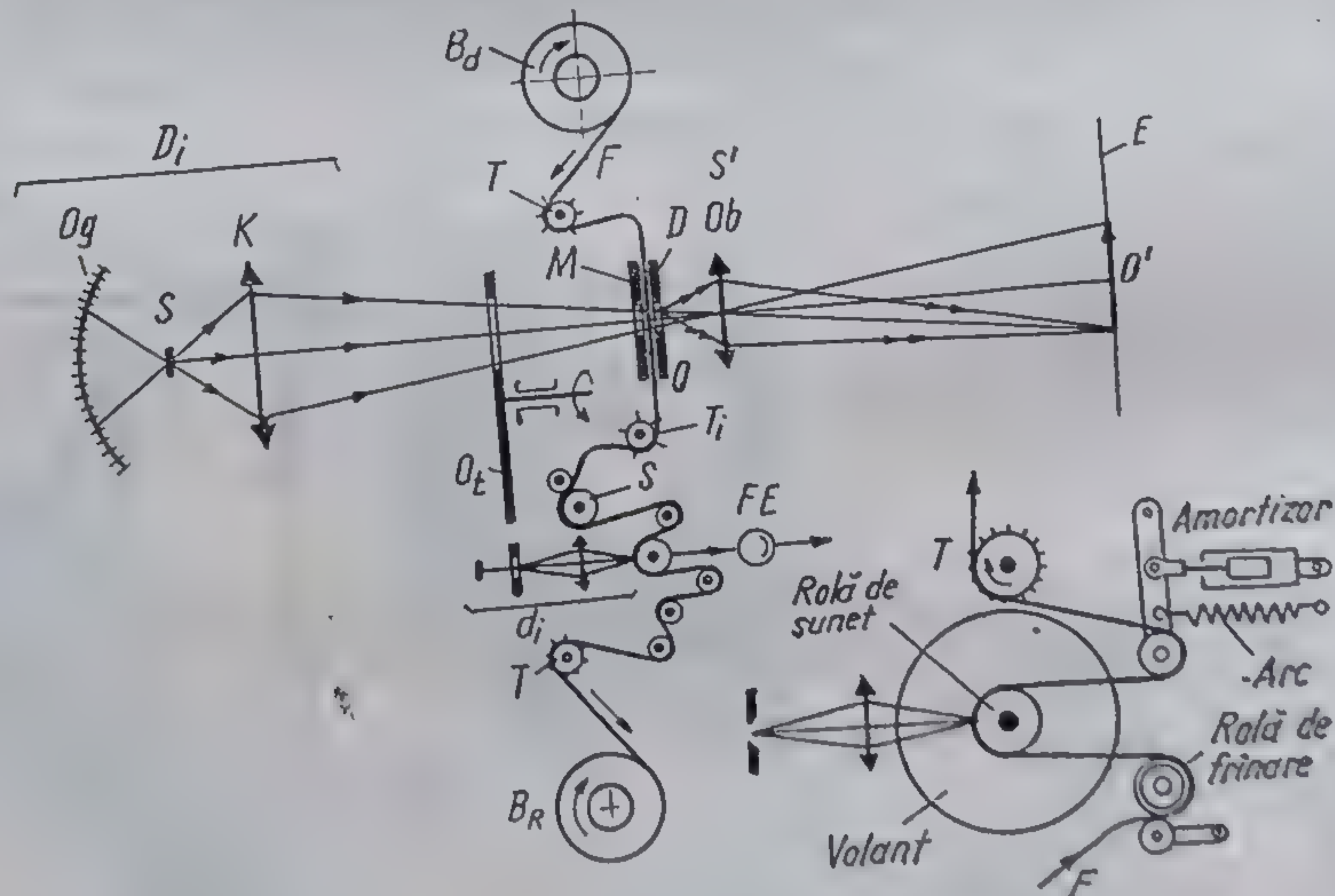


Fig. 6.31. Aparatul de proiecție cinematografică:
 D_i — dispozitivul de iluminare; O — obiectul (filmul F); D — diafragma (fereastra filmului); O_b — obiectivul de proiecție; B_d — bobină debitoare; B_r — bobină receptoare; T — tambure danturate; M_t — mecanism de deplasare intermitentă a filmului; d_i — dispozitivul de iluminare a fotogramei sunetului; FE — element fotoelectric; S — stabilizator; M — mecanism pentru transportul intermitent al filmului.

toarele părți principale: dispozitivul de iluminare D , mecanismele de ghidare și antrenare a filmului și obiectivul de proiecție.

a. *Dispozitivul de iluminare.* Fluxul luminos emis de sursa S și transmis pe ecran fără să treacă prin film trebuie să fie atât de mare încât să se asigure o luminanță pe ecran de 30 cd/m^2 . Realizarea unei astfel de valori în sălile mari nu este posibilă decât cu surse fără structură (fără filament) și foarte puternice (lămpi cu arc electric, cu Xenon etc.). De regulă condensorul este o oglindă rece sferică ($\Phi 200 \text{ mm}$) pentru aparate mici, oglindă (parabolică fig. 4.11, a) urmată de o lentilă plan-convexă sau o oglindă elipsoidală ($\Phi 356 \text{ mm}$) pentru aparatele mari, stabile. Acest condensor formează imaginea sursei (craterului) în fereastra D chiar pe film.

Deoarece imaginea craterului este prea mică, fotograma nu este iluminată complet. Acest neajuns se elimină dacă oglinda elipsoidală devine colector și după aceasta se introduce un condensor special, numit „condensor fagure” (fig. 6.32, a). Acesta este de tip dublet, alcătuit din lama L_1 pe care se lipesc lentile sferice, tăiate în formă dreptunghiulară și situate cu latura mare paralelă cu latura mare a ferestrei D (latura mare a fotogramei).

Fiecare lentilă a acestui raster L_1 formează imaginea sursei pe lentila raster L_2 , care conține un număr mare de lentile sferice, tăiate în formă hexagonală și care, lipite pe suprafața plană a unei lentile plan-convexe, arată ca un fagure. Fiecare lentilă a sistemului L_2 formează imaginea rasterului L_1 în fereastra D , iluminând uniform fotograma. Obiectivul O_b formează imaginea fotogramei pe ecranul E . În fig. 6.32, b este reprezentat un condensor cu lampă cu xenon.

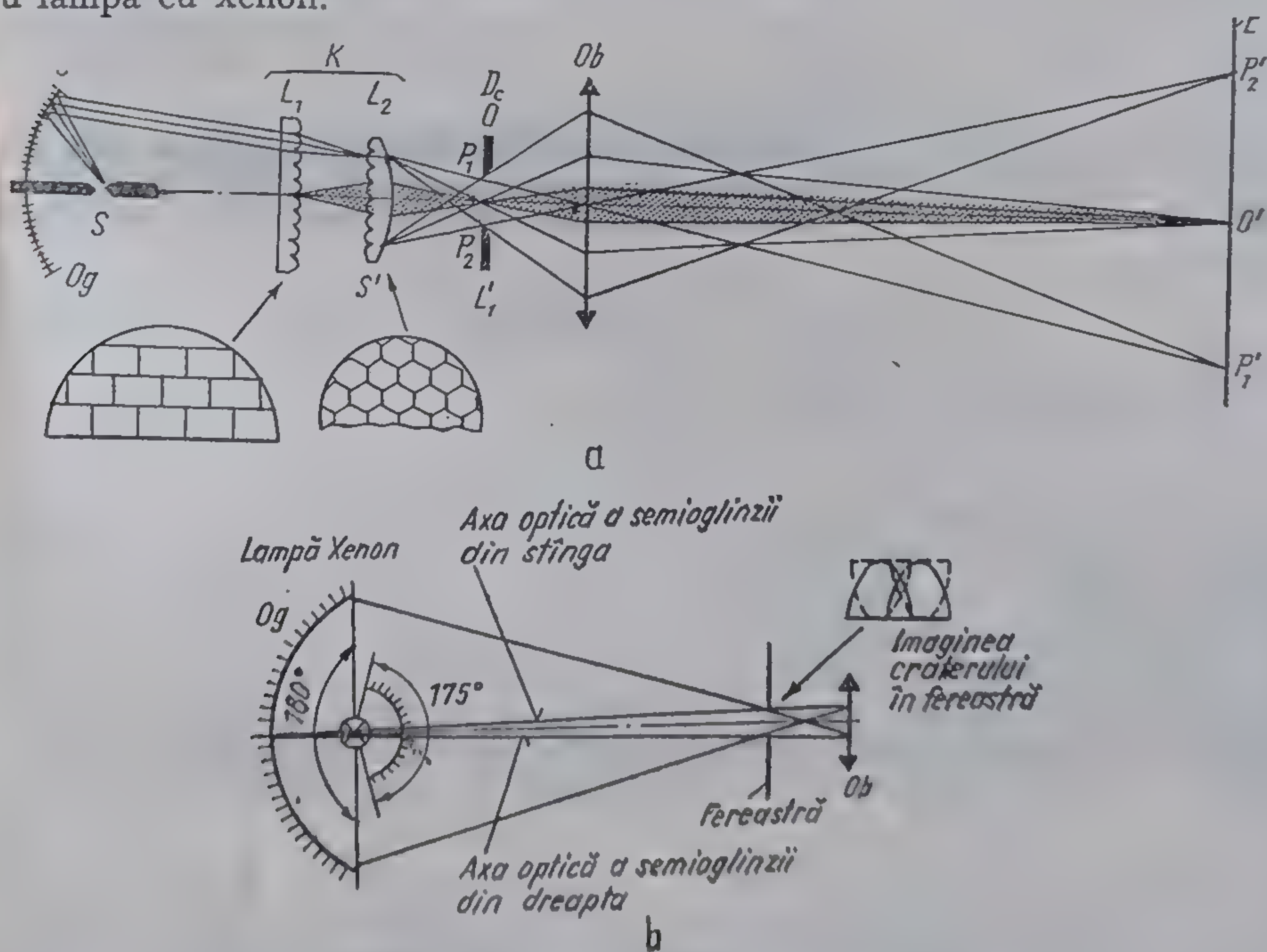


Fig. 6.32. Dispozitivul de iluminare uniformă a filmului:
a — cu condensor în formă de raster lenticular; b — cu oglinzi.

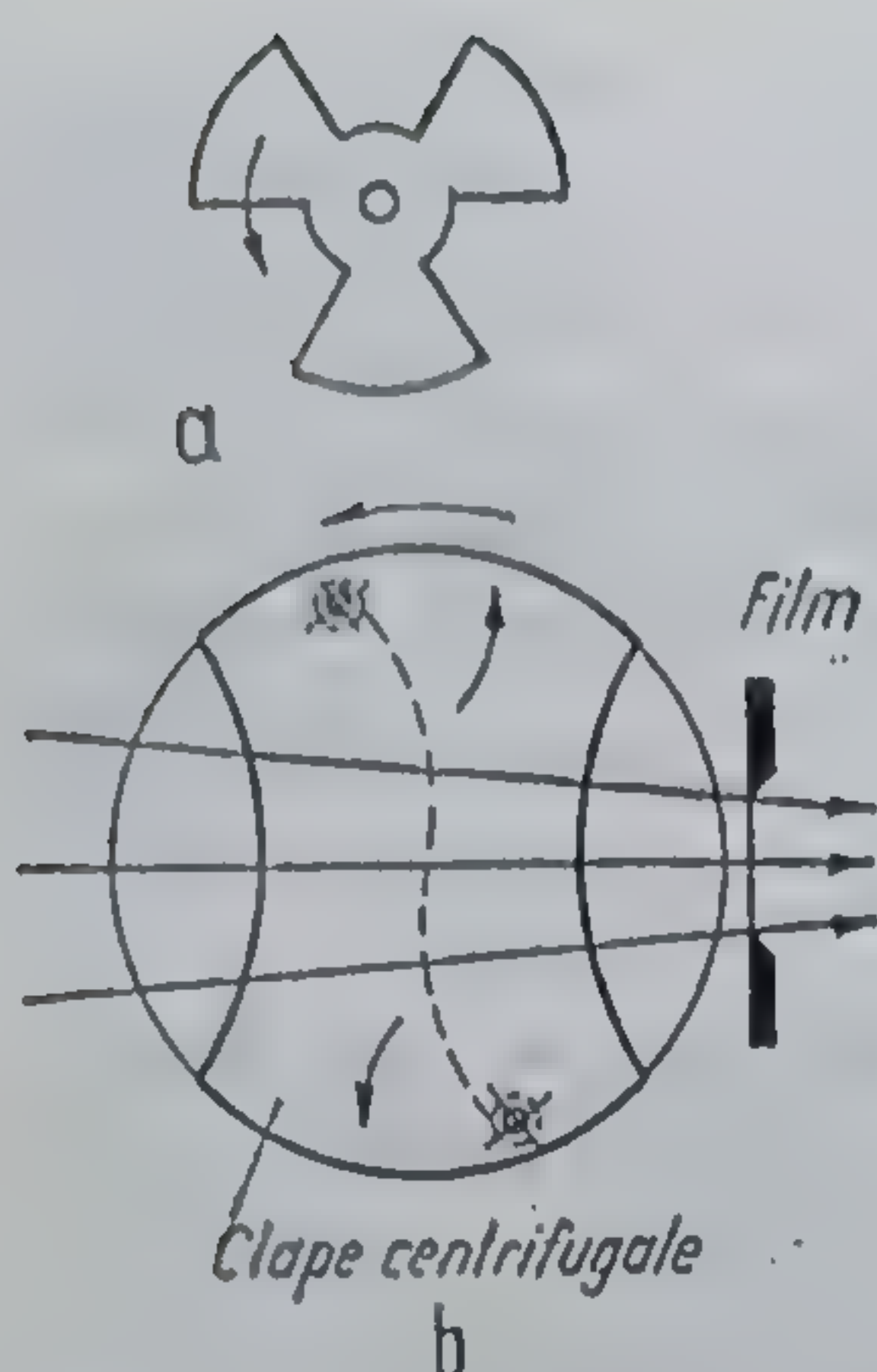


Fig. 6.33. Obturatoare pentru aparatele de proiecție cinematografică:

a — rotitor cu aripioare,
b — cu tambur și lamele centrifugale care se închid la viteza zero.

Atenție! Sursele neomogene, (cu filament) *nu* se proiectează pe film, ci în pupila de intrare a obiectivului (v. fig. 6.14).

b. *Mecanismul de antrenare și ghidare a filmului.* Filmul este deplasat intermitent prin fața ferestrei D cu o frecvență $f = 1/48 \text{ s}^{-1}$, cu ajutorul unui mecanism cu cruce de Malta, cu grifă, cu camă sau cu sabot legat de un tambur danturat. În timpul transportului fotogramei lumina se obturează cu un obturator rotitor cu două aripioare pentru $f = 24$ imagini/s și cu 3 aripioare pentru $f = 16$ imagini/s (fig. 6.33, a). Aparatele mari au obturatorul în formă de tambur (fig. 6.33, b). Obturatorul O , este situat între sursă și film (v. fig. 6.31).

c. *Compensatorul.* Pentru proiecția cu frecvență mare a fotogramelor nu mai este posibilă mișcarea intermitentă, deoarece se deteriorează mecanismul cu grifă și filmul și apar alte neajunsuri însemnate. În acest caz, filmul se deplasează continuu, dar cu ajutorul unui compensator, imaginea se deplasează simultan cu filmul și astfel se crează senzația de staționare a acesteia. Acest efect este realizat cu un

tambur rotitor prevăzut cu un număr de sisteme lenticulare identice și diametral opuse (fig. 6.34, a), cu un sistem reflectant, (fig. 6.34, b, c, e), ori cu o prismă rotitoare refractantă (fig. 6.34, d). Oglinzile pot fi situate interior (fig. 6.34, b, c) sau exterior (fig. 6.34, e).

În fig. 6.34, d se observă că imaginea filmului dată de poligon este virtuală și are aceeași poziție dacă poligonul se rotește în timp ce filmul se deplasează. Această imagine reprezintă obiectul pentru obiectiv și este proiectată pe ecran.

6.7. Aparatul fotografic

Camera fotografică (fig. 6.35, a) este un aparat care servește la realizarea unei imagini reale pe un strat fotosensibil. Principalele sale părți componente sînt: obiectivul O_b , care conține dispozitivul D de variație a absciselor obiect s și imagine s' și diafragma de deschidere D_A ; carcasa C , cu dispozitivul de susținere și ghidare a peliculei (plăcii) fotosensibile G ; obturatorul O , pentru obturarea fasciculului luminos; vizorul V , de observare a obiectului; telemetrul M pentru măsurarea distanței pînă la obiect; exponometrul E și dispozitivul pentru realizarea unor anumiți timpi de expunere T .

6.7.1. Forme constructive

a. *Camera cutie* (realizată de Dagherre, 1839). Toate componentele sînt fixe într-o cutie. S-a construit pentru formatul $9 \times 12 \text{ cm}^2$; plăci de sticlă

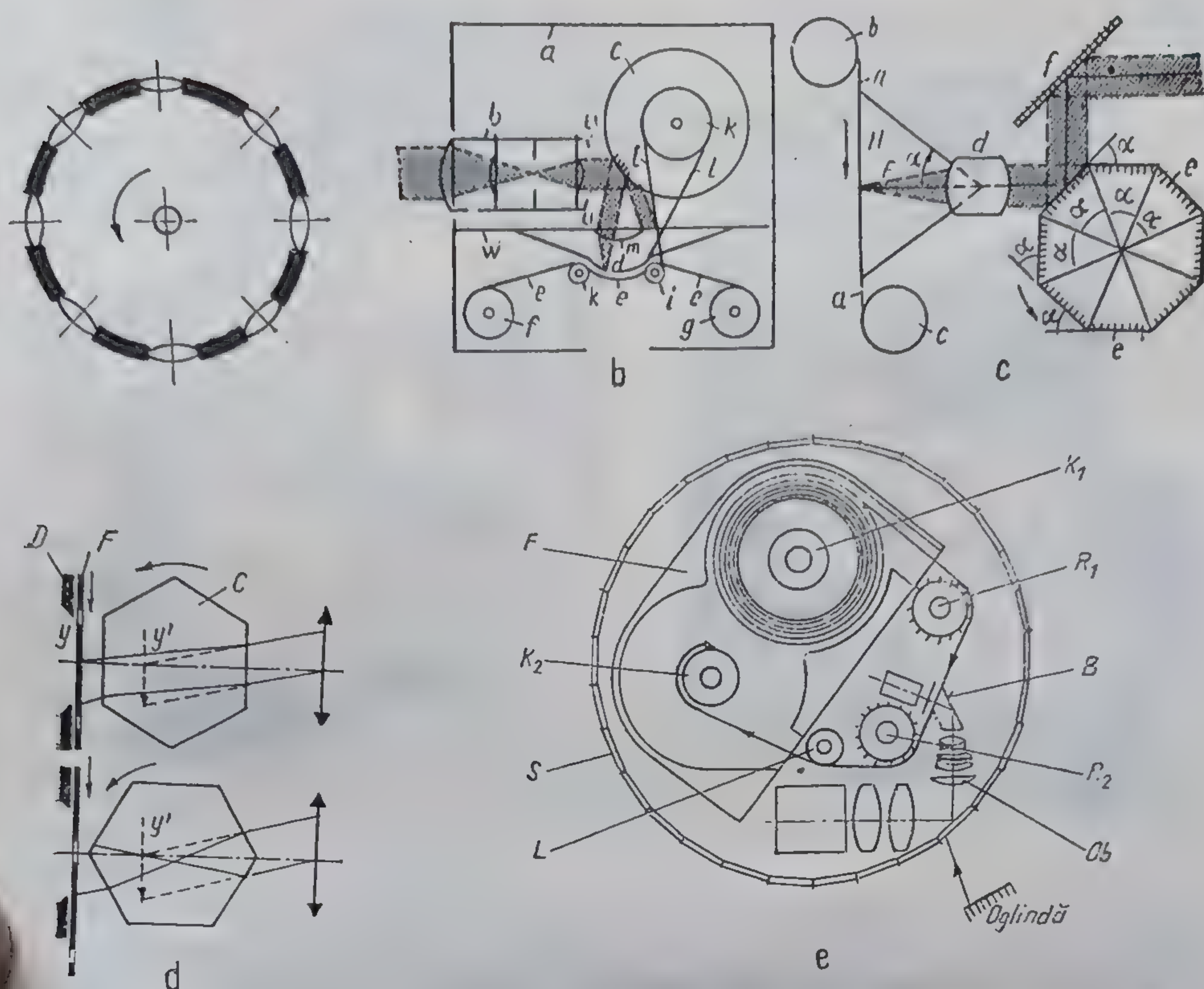


Fig. 6.34. Compensatoare optice pentru aparatele de filmat și de proiecție cinematografică: *a* — tambur cu lentile; *b* — cu poligon reflector după Musger; *c* — idem după Lehmann; *d* — cu poligon refractor; *e* — cu poligon reflector interior după Thorner.

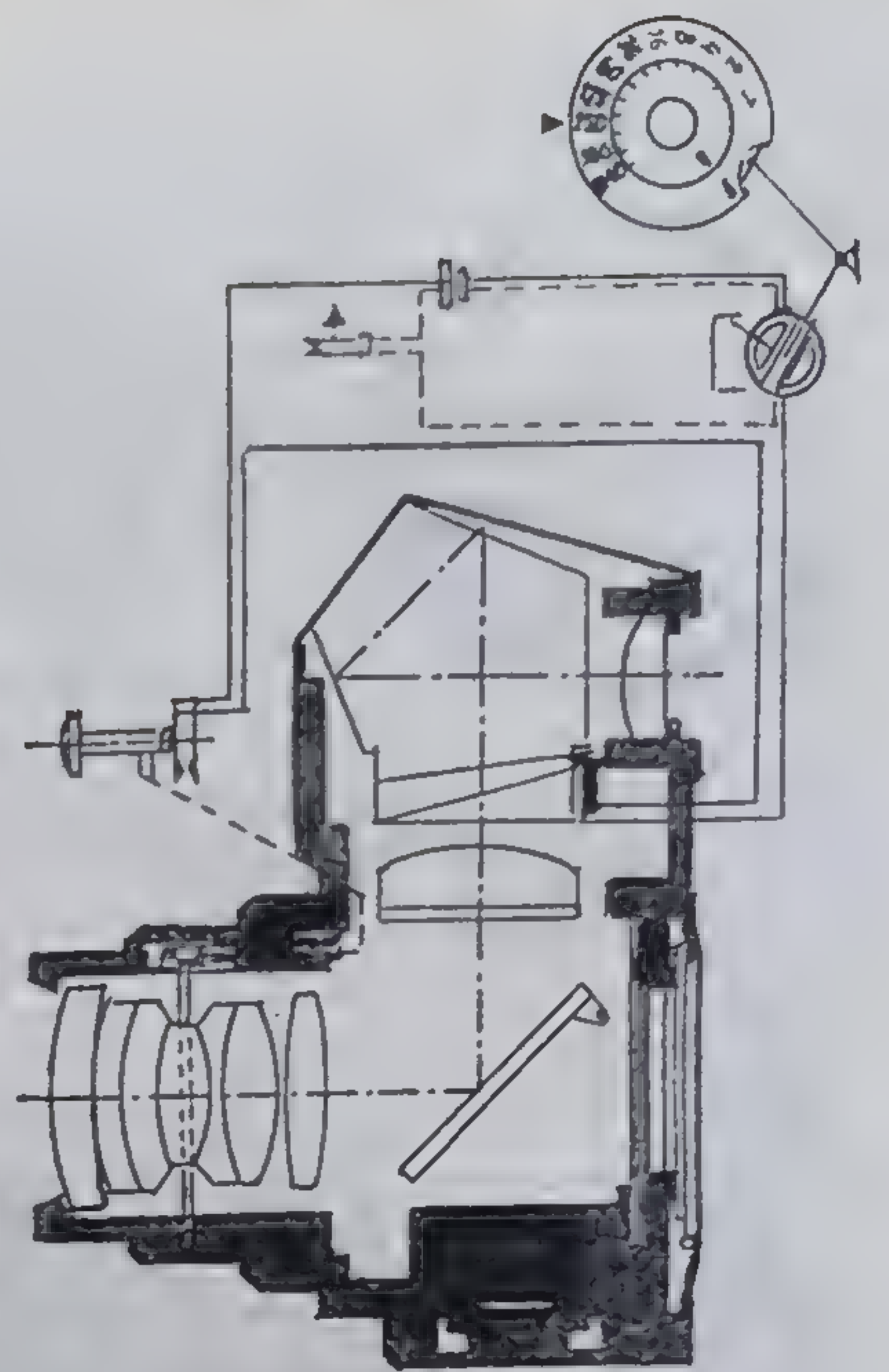
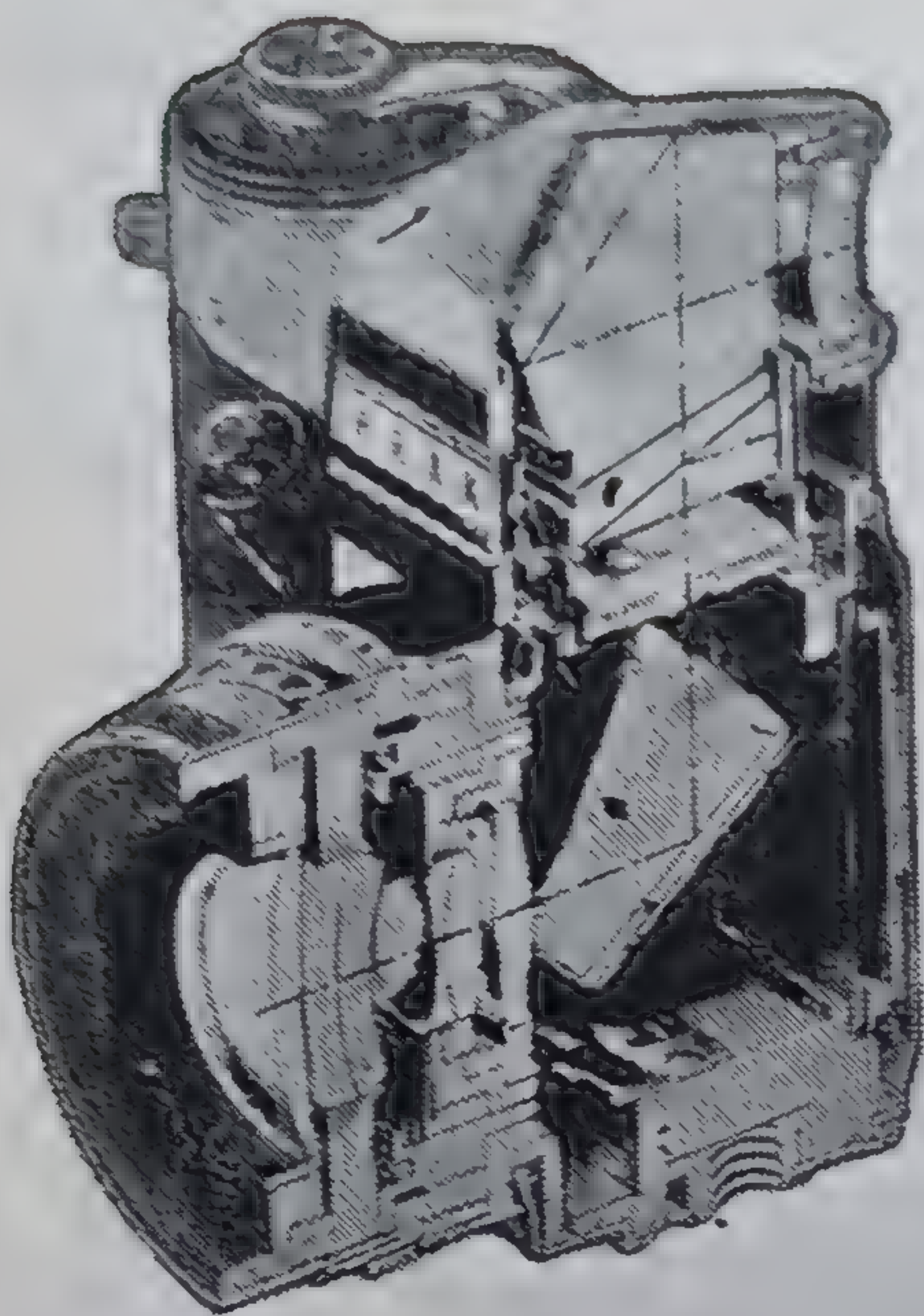
cu emulsie fotosensibilă. În prezent se folosește pentru camere simple cu rol-filme (camera Box) și camere cu două obiective (fig. 6.35, *b*).

b. Camera cu burduf, la care depărtarea obiectivului de placa fotosensibilă se face prin intermediul unui mecanism cu pîrghii, iar lumina parazită se obturează cu un burduf negru. În prezent se folosește în ateliere. Camerele de acest tip moderne sînt prevăzute cu multe mijloace de reglare (deplasări înclinări etc.). Pentru formate de 6×9 cm se mai folosește de către amatori.

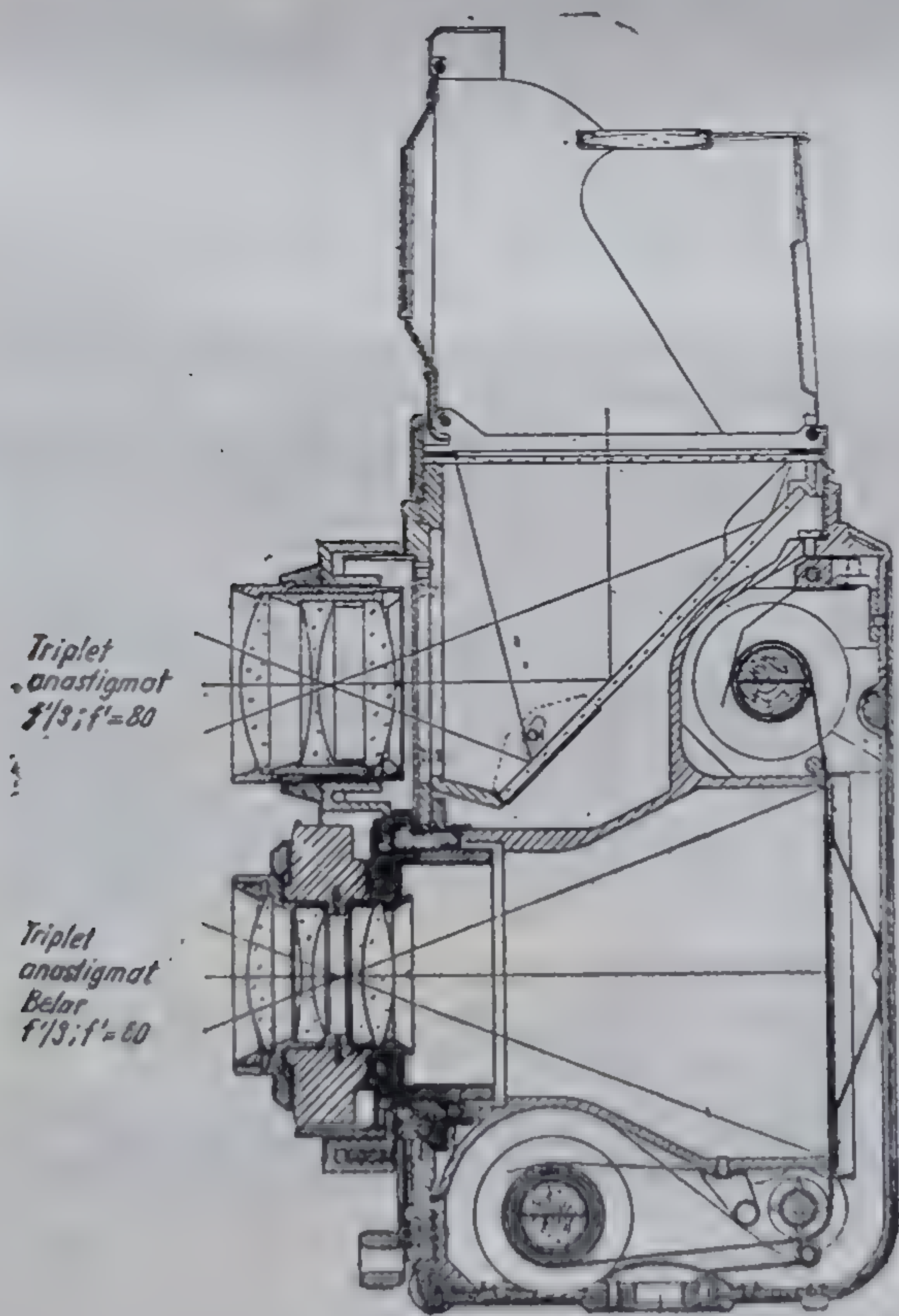
c. Camera de format mic 24×36 mm, provine din prima cameră în formă de tub dată de Voigtländer (1841), la care legătura dintre obiectiv și dispozitivul de susținere a plăcii fotosensibile se face printr-un tub în formă de țevă, legătură care, la aparatele moderne, de abia se mai recunoaște. Primul aparat fotografic de format 24×36 modern a fost inventat de Oskar Barnack și prezentat de firma Leitz la Tîrgul Internațional din Leipzig din primăvara anului 1925.

d. Camera cu stativ. Este o cameră fixă cu stativ, folosită în special în ateliere, pentru formate mari. Claritatea imaginii se observă direct pe geamul mat care, apoi, este înlocuit cu placa fotosensibilă).

e. Camera cu oglindă reflex. Este o formă specială (fig. 6.36) a camerei anterioare la care obiectul se observă pe geamul mat. La acționarea declan-



a



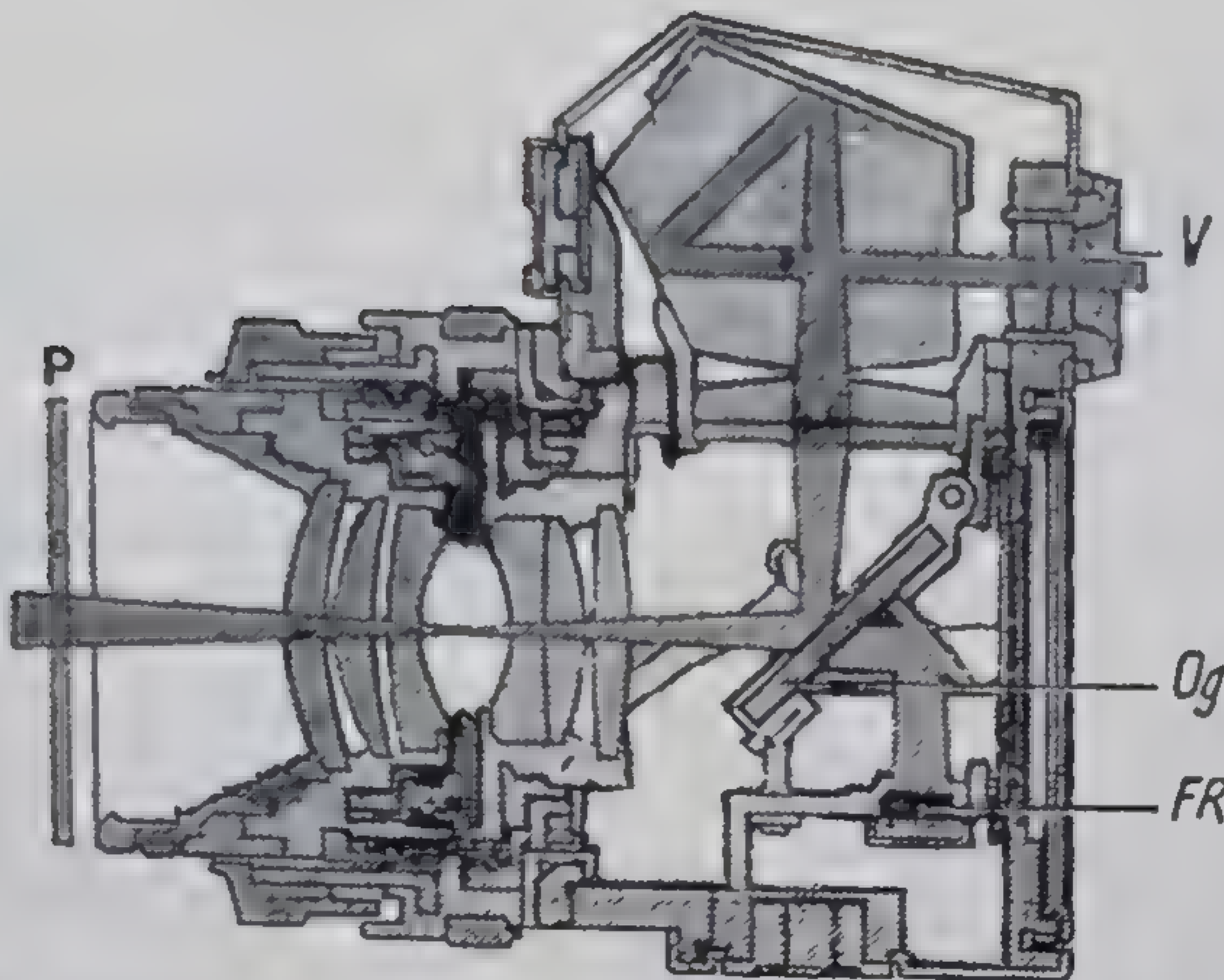
Triplet
anastigmat
 $f/3; f' = 80$

Triplet
anastigmat
Belar
 $f/3; f' = 80$

b

Fig. 6.35. Aparatul fotografic (camera reflex):
a — Practica mat; b — Flexaret IV-a.

Fig. 6.36. Schema optico-mecanică a fotocamerei Leicaflex SL.



șatorului se rabate oglinda în sus sub acțiunea unui arc și lumina ajunge pe film numai în timpul în care obturatorul este deschis. La această cameră este exclusă paralaxa. Imaginea apare dreaptă dar inversată stînga — dreapta. Dacă deasupra geamului mat se montează o pentaprizmă cu acoperiș, se redresează imaginea și stînga — dreapta (fig. 6.37).

Aparatele moderne prezintă o serie de avantaje: se schimbă filmul la lumina zilei, este exclusă dubla expunere și conțin: exponometre, contoare pentru numărul de imagini, comanda automată a diafragmei, diferite blitzi etc. În afară de acestea există diferite variante folosite în diferite scopuri, de exemplu camere de reproducere etc.

Orice cameră fotografică este caracterizată de mărimea formatului negativului $a \times b$, diagonala formatului $d = \sqrt{a^2 + b^2}$, cota de montare (distanța de la suprafața de reazem a obiectivului pînă la planul peliculei fotosensibile) și enducția (gradul de finisare a suprafeței).

6.7.2. Obiectivul

Obiectivul fotografic de orice tip este caracterizat de următoarele mărimi de bază:

— distanța focală $f' = \overrightarrow{H'F'}$ (fig. 6.38) egală cu diagonala formatului care se gravează pe partea frontală (în fig. 6.39, focala $f' = 50$).

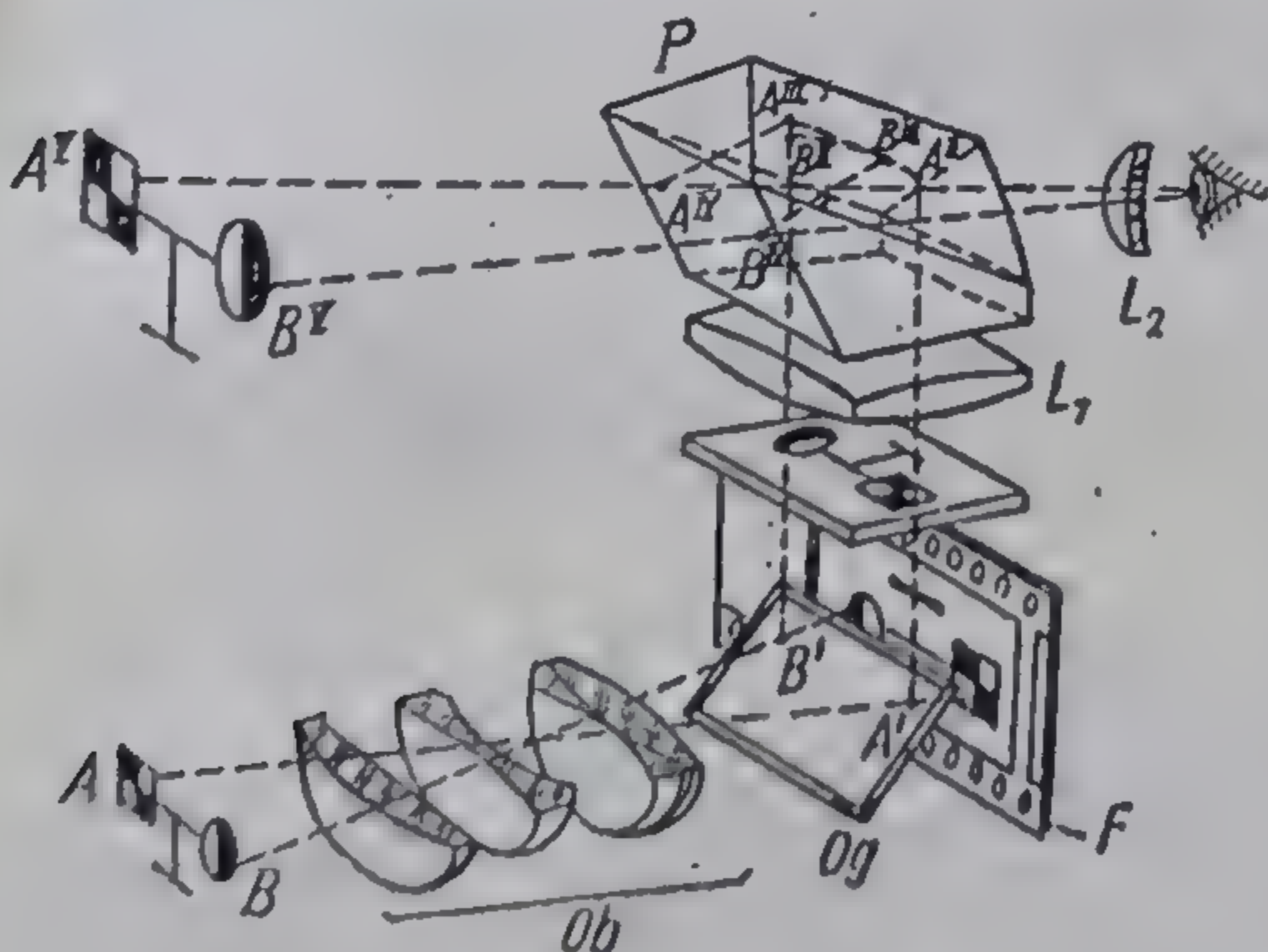


Fig. 6.37. Redresarea imaginii în camera reflex cu pentaprizmă și vizor Kepler.

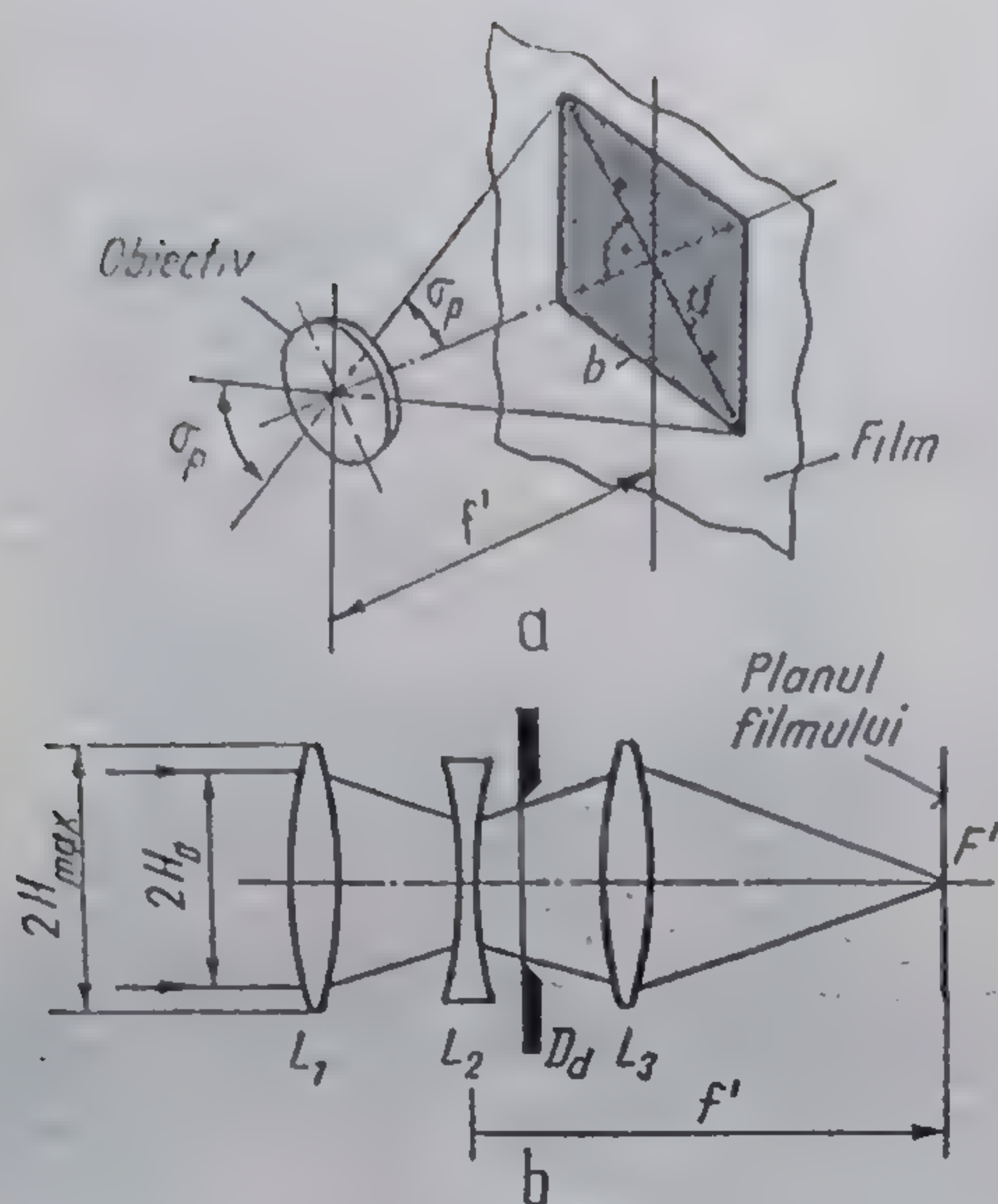


Fig. 6.38. Schemă pentru definirea caracteristicilor fotocamerei.

— deschiderea relativă $\Omega = 2H_0/f' = P_i/f'$, care se gravează pe partea frontală în formă de 1:N sau direct valoarea inversă $1/\Omega$ (în fig. 6.39, $N = 1,4$);

— numărul de diafragmă, $N = f'/P_i$; se gravează pe inelul de diafragmă $N_i = N_{i-1} \cdot \sqrt{2} = 0,7; 1; 1,4; 2; 2,8; 4; 5,6; 8; 11; 16; 22$; în fig. 6.39 se văd valorile 1,4...16;

— cîmpul unghiular $2\sigma_p$, care se obține din $\tan \sigma_p = d/2f'$ (fig. 6.38), funcție de cîmpul unghiular, obiectivele pot fi: obiective pentru portrete și teleobiective ($2\sigma_p < 35^\circ$; $f' > d$), care se execută în formă de telesisteme directe; obiective normale ($2\sigma_p = 35^\circ \dots 60^\circ$; $f' \approx d$); obiective standard ($2\sigma_p = 45^\circ \dots 55^\circ$); obiective cu cîmp mare ($2\sigma_p = 60^\circ \dots 180^\circ$; $f' < d$), care se execută în formă de telesisteme inversate; obiective cu focală variabilă;

— scara de reproducere (mărirea) $\beta' = y'/y = -f'/z = -z'/f'$;



Fig. 6.39. Martarea caracteristicilor pe obiectivul fotografic.

— rezoluția $R = 1/2\rho = 1/2,44N\lambda \approx 1/2N$; unde, pentru $\lambda \approx 0,4 \mu\text{m}$, $N \approx \rho$ în μm ; rezoluția R se măsoară în nr. de linii/mm; fiecare obiectiv are „o diafragmă critică” la care diametrele petelor de difuzie date de aberații și de difracție sînt egale, această poziție este optimă pentru fotografiere

— contrastul K în dependență de frecvența spațială măsurată în nr. de linii/mm;

— profunzimea imagine $p_i = 4\rho Na'/f'$; pentru $s = -\infty$, $p_i = p_f = 4\rho f'/P_i = 4\rho N$;

— profunzimea obiect $p_o = -f'^2/2\rho N \approx s$;

— iluminarea în planul filmului depinde de vignetarea fasciculelor extra-axiale și de cîmpul unghiular (v. fig. 6.40, a): $E_p' = \frac{H_p}{H_0} \cos^4 \sigma_p$ precum și

de deschiderea relativă; pentru valori mici ale numărului de deschidere iluminarea este mare; scăderea iluminării în afara axei ar putea fi compensată prin montarea unei lame plan-paralele cu transmisie variabilă în fața filmului;

— claritatea $C_i = i(P_i/f')^2$;

— timpul de expunere $t = kN^2 10^{-x/10}/CE$;

— expunerea $H = Et$ în lxs

— perspectiva imaginii fotografice.

Un obiect y este reprezentat pe retină sub unghiul σ_A și pe placa fotosensibilă sub unghiul σ_p . Imaginea $y' = y\beta'_{ob}$ trebuie mărită de V ori pentru ca ochiul s-o poată vedea sub unghiul σ'_A mărit. Perspectiva este naturală atunci cînd $\sigma'_A = \sigma_A$.

O măsură a perspectivei o constituie raportul $R_p = \text{tg}\sigma'_A/\text{tg}\sigma_A$ care poate fi calculat pe baza fig. 6.40, b.

$$y' = y\beta'_{ob}; y'' = yV; \text{tg}\sigma_A = y/e; \text{tg}\sigma'_A = -Vy'/e;$$

$$e = p_A + p - a; a = f'(1/\beta'_{ob} - 1); p = f'(1/\beta'_p - 1);$$

$$\beta'_p = P_p/P_i; R_p = \frac{\text{tg}\sigma'_A}{\text{tg}\sigma_A} = \frac{V}{e'} \left[f' \left(\frac{\beta'_{ob}}{\beta'_p} \right) \right]$$

$R_p > 1$ — profunzime scurtată; $R_p < 1$ — profunzime alungită.

Cazuri particulare: I. $a = -\infty \rightarrow \beta'_{ob} = 0$ și $R_p = Vf'/e'$. Pentru $R_p = 1$ trebuie ca $e' = Vf'$. Dacă $e' < 250 \text{ mm}$, trebuie folosită o lupă cu grosimentul $\Gamma = 250/e'$ și se modifică perspectiva ($R_p \neq 1$). Din acest motiv trebuie mărită fotografia. Exemple: a) Negativul $24 \times 36 \text{ mm}$, realizat cu $f'_{ob} = 50 \text{ mm}$ a fost mărit (pozitiv) la $6,5 \times 90 \text{ mm}$. Deci $V = 2,5 \times$ și $e' = 125 \text{ mm}$. Este necesară o lupă cu grosimentul $\Gamma = 250/e' = 2,5 \times$. b) Același negativ se mărește cît o carte poștală ($V = 5 \times$); $e' = 250 \text{ mm}$. c) Negativul este realizat cu un teleobiectiv $f' = 250 \text{ mm}$; $V = 1 \times$, $e' = 250 \text{ mm}$. Perspectiva este naturală ($R_p = 1$).

II. Obiectivul este de tip dubluanastigmat, cu $\beta'_p = +1$. În acest caz P_i coincide cu $P_{i\text{ochi}}$ și $P_A = 0$. Rezultă $R_p = \text{tg}\sigma'_A/\text{tg}\sigma_A = Vf'(1-\beta'_o)/f'$; $a' = f'(1-\beta'_{ob})$ și $R_p = Va'/e'$. Exemple: a) negativ de portret $24 \times 36 \text{ mm}$ cu $f'_{ob} = 50 \text{ mm}$; $a = 2000 \text{ mm}$; $\beta'_{ob} = -1/40$; $e' = 250 \text{ mm}$. Se obține: $R_p = \text{tg}\sigma'_A/\text{tg}\sigma_A \approx V/5$. Deci pentru a obține perspectiva naturală trebuie mărit pozitivul de $5 \times$ (la 65×90).

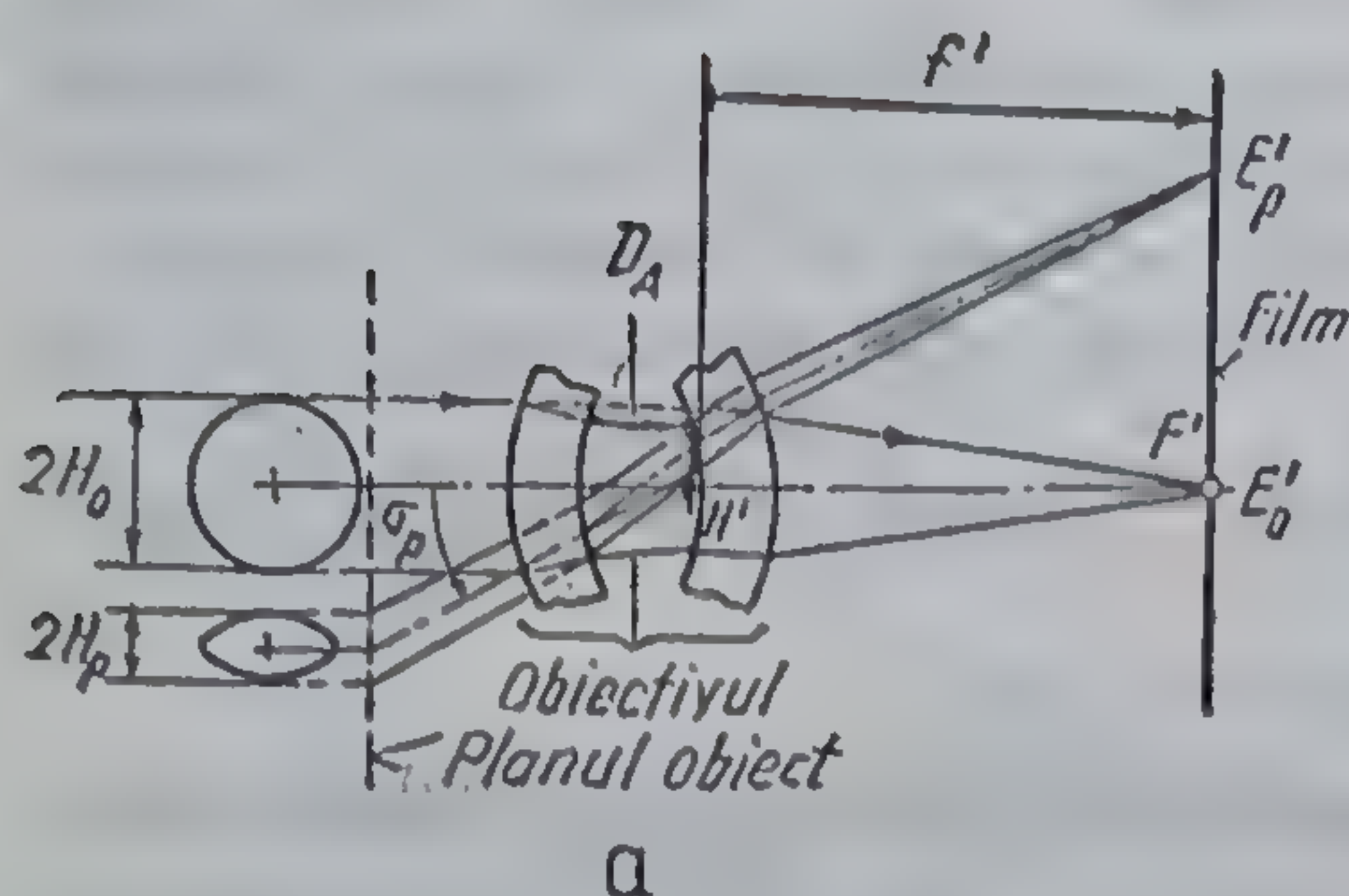


Fig. 6.40. Vigneta și perspectiva la obiectivele foto:

a — vigneta naturală: $E'p = E'_o(H_p/H) \cos^4 \tau_p$;
b — perspectiva imaginii.

Pentru ca un portret să pară natural, trebuie ca între focala obiectivului și mărirea V să existe relația:

$$R_p = \operatorname{tg} \sigma'_A / \operatorname{tg} \sigma_A = Vf'_{ob} \cdot (1 - \beta'_{ob}) / 250 = 1; \quad V\beta'_{ob} = -1/4$$

$$f'_{ob} = 250 / (V + 1/4) \text{ mm.}$$

De exemplu, pentru $V = 2,25$ și $f' = 100$ mm trebuie ca $a' > 2000$ mm, pentru ca formatul 24×36 mm să fie umplut cu capul persoanei fotografiate.

III. Care este distanța e' pentru realizarea perspectivei naturale la proiecția unui film îngust, dacă obiectul a fost fotografiat de la distanță mare? Exemplu: $f'_{ob} = 20$ mm; $f'_{proiector} = 50$ mm; $e' = 5000$ mm; $\beta'_{ob} = 0$; $V = e'/f'_p - 1 = 5000/50 - 1 = 99 \times$; $R_p = \operatorname{tg} \sigma'_A / \operatorname{tg} \sigma_A = Vf'_{ob}/e' = 1$; $e' = Vf'_{ob} = 99 \cdot 20 = 1980$ mm.

Dacă obiectul se fotografiază de aproape, cu un sistem adițional cu focala $f'_a = 250$ mm situat în fața obiectivului cu $f'_{ob} = 20$ mm, sistemul rezultat are focala $f' = 19$ mm. În aceleași condiții de mai sus se obține: $f'_{ob} = 19$ mm; $\beta'_{ob} = -20/250 = -0,08$; $\beta'_p = +1$; $p = 0$; $e = 2000$ mm; $V = 99 \times$; $R_p = 99 \cdot 19 \cdot 1,08/2000 = 1,015$. Așadar, perspectiva este naturală.

Pentru a se putea determina exact perspectiva naturală trebuie cunoscută mărirea transversală pupilară a obiectivelor fotografice (tabelul 6.2).

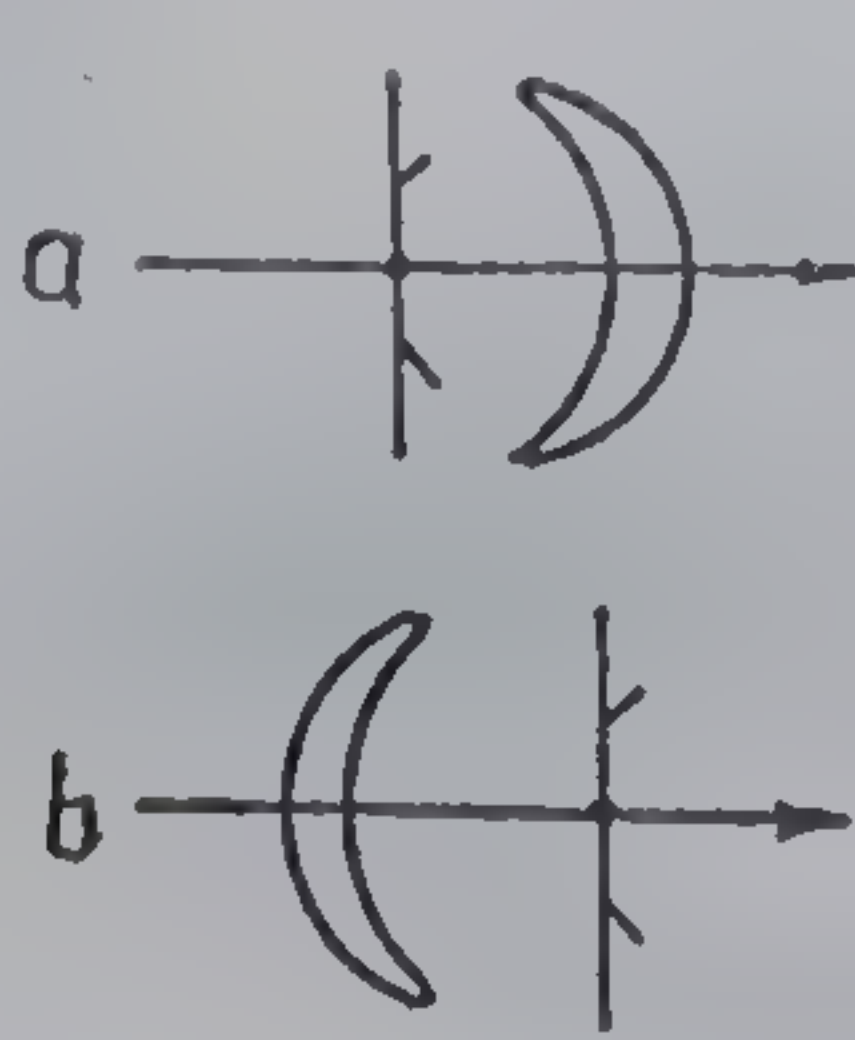
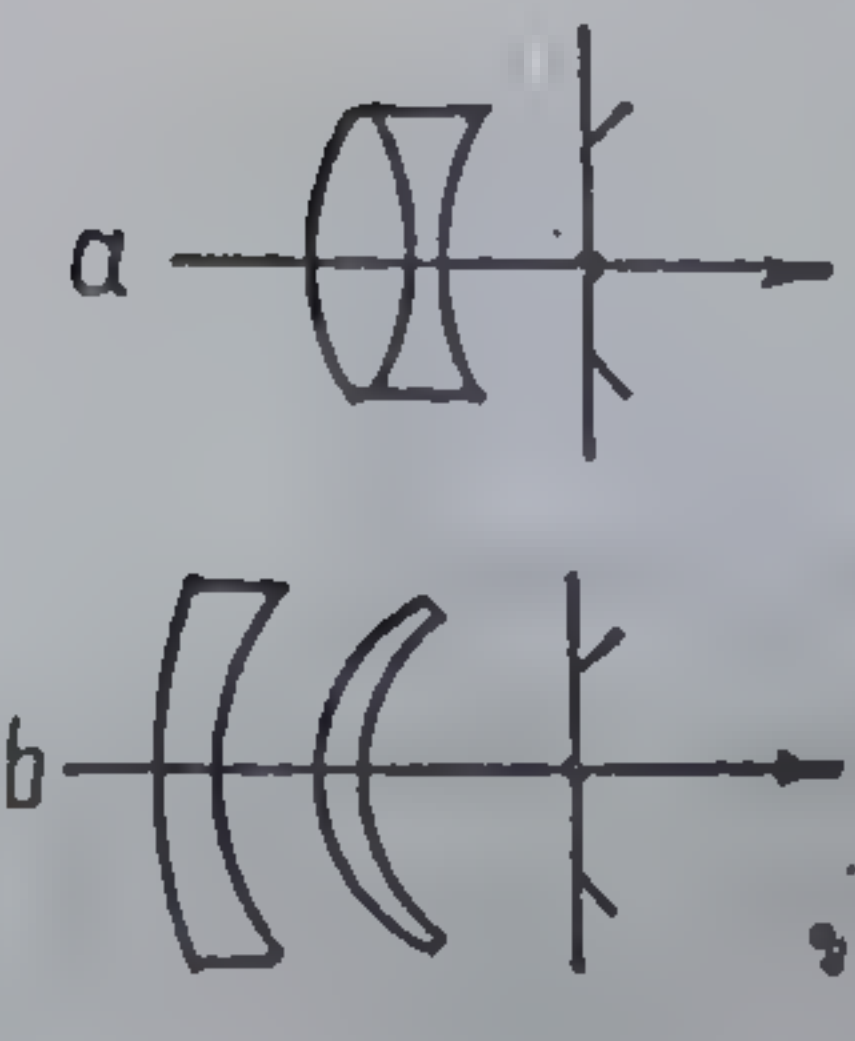
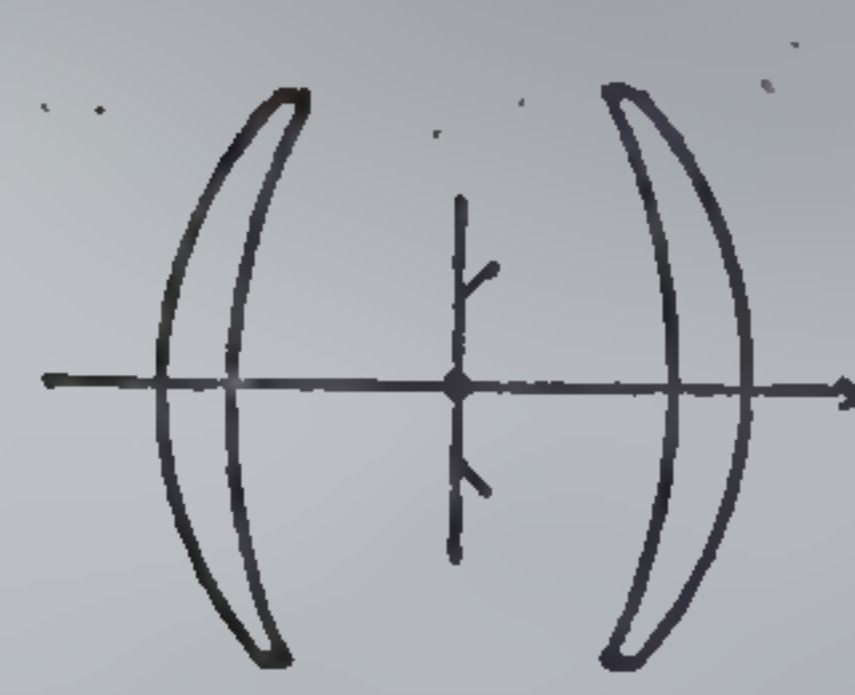
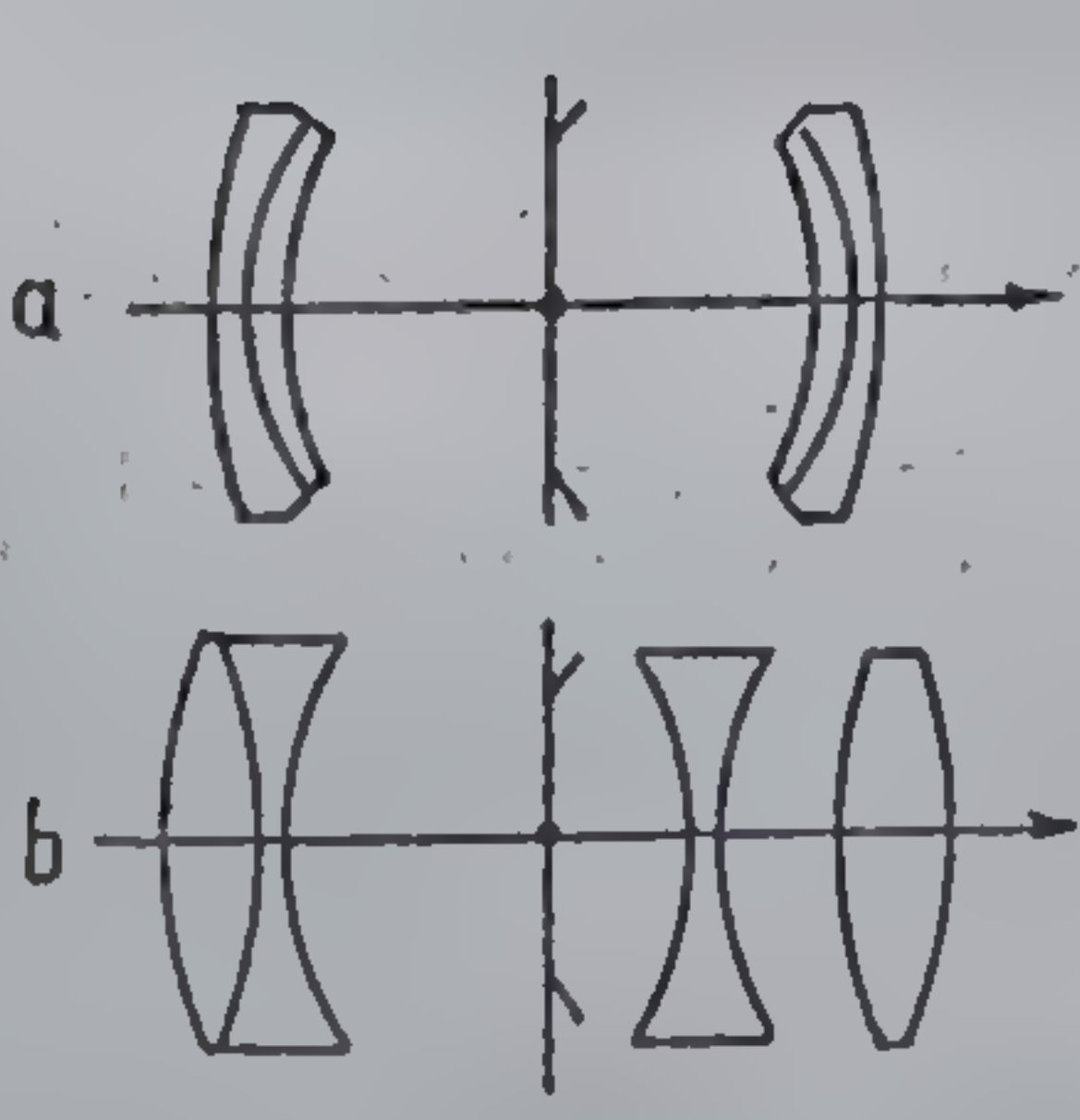
Tabelul 6.2. Mărirea transversală pupilară pentru obiective fotografice*

Biotar	1,40	Biotessar	0,92
Ernőstar	1,07	Bistelar	0,73
Xenon	1,04	Biogon	0,69
Obiective simetrice	1	Sonnar	0,63

* J. Flügge [23].

Se cunosc numeroase forme constructive de obiecte fotografice cu cele mai diferite caracteristici, realizate din lentile și din lentile și oglinzi, dar toate au fost dezvoltate pe baza teoriei aberațiilor, pornind de la tipurile reprezentative redată în tabelul 6.3.

Tabelul 6.3. Obiective fotografice

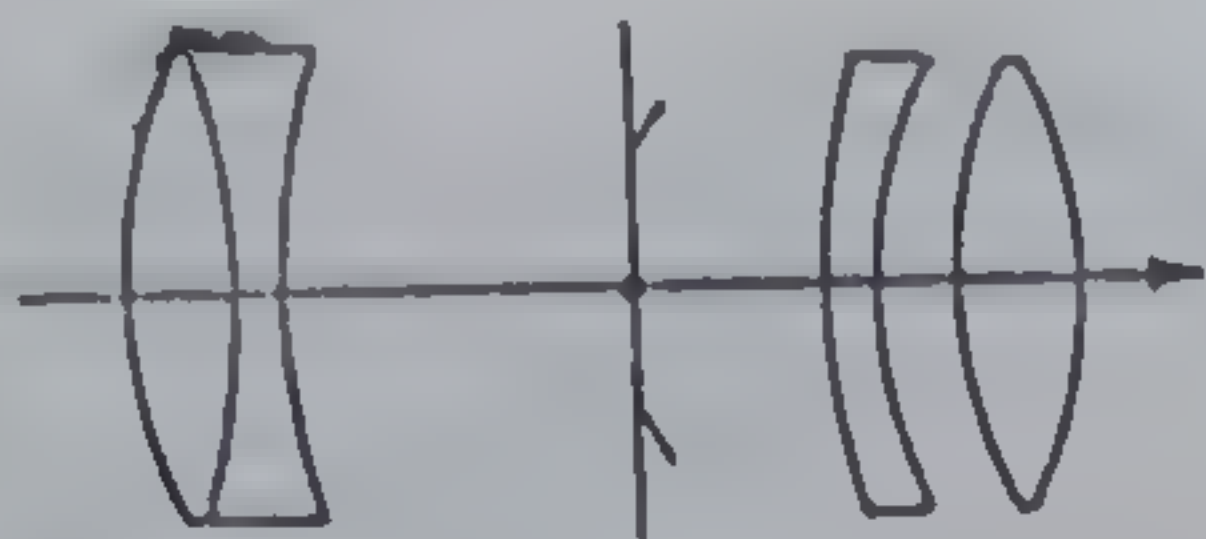
Nr. crt	Schema	Denumire și caracteristici
1	2	3
1		<p>1. <i>Simpletului menisc</i> $N = 14$; $2\sigma_p = 50^\circ$ brevet englez: 271186/1927; $v_0 = +40,8$; $r_1 = +15$; $r_2 = 19,7$; $d = 2,5$; $n_F = 1,5306$; $v = 53$; $p' = +5,0$; $S = +60,2$; $C = +3,39$; $A = 0,023$; $P = 0,552$; $C_s = +0,575$; $C_m = 0,599$; $C_M = 0,622$; $D = -0,268$; $dy'/y' = 1,78 \text{ } ^\circ/_{00}$. Se lucrează cu deschideri mici: $N = 14$. Se utilizează la camere simple, BOX.</p>
2		<p>2. <i>Simpletului acromatic</i>. Frontar, calculat de F. Weidert $N = 9$; $2\sigma_p = 34^\circ$. Patent SUA 1 643 865/1924; $r = +21$; -35; $+38,82$; $d = 3$; $1,25$; $v_0 = +5,30$; $n_F = 1,5157$; $1,5577$; $v = 63,4$; $47,1$; $p = +7$; $S = 20$; $C = 3,4$; $A = -0,039$; $P = 0,647$; $C_s = 0,608$; $C_m = -0,569$; $C_M = 0,53$; $D = -0,349$; $dy'/y' = -0,65 \text{ } ^\circ/_{00}$. Se utilizează la camere simple, BOX.</p>
3		<p>3. <i>Periscopul A. Steinheil (1865)</i> $N = 40$; $2\sigma_p = 92^\circ$; $\beta' = -1$; $r = -20,8$; $-17,5$; $d = 1,3$; $n_d = 1,5233$; $v = 59,6$; $\Delta n = 0,00876$; $p_1 = -6,3$; $S = 82$; $C = 0$; $A = -0,14$; $P = 0,616$; $C_s = 0,476$; $C_m = 0,333$; $C_M = 0,194$; $D = 0$; $dy'/y' = ^\circ/_{00}$. Pentru $\beta' = 0$ (pentru $s = -\infty$) crește aberația de coma. Cu focale mari, se folosește ca obiectiv de portrete și de proiecție.</p>
4		<p>4. <i>Aplanatul A. Steinheil (1867)</i> $N = 10,5$; $2\sigma_p = 60^\circ$; $\beta' = -1$; $r = -2,3$; $-8,3$; $d = 3,6$; $0,9$; $n_{d1} = 1,5803$; $n_{d2} = 1,6159$; $\Delta n = 0,1385$; $0,01684$; $v = 42,0$; $36,5$; $p_1 = -1,15$; $S = 14,9$; $C = 0$; $A = -0,107$; $P = +0,539$; $C_s = 0,431$; $C_m = 0,324$; $C_M = 0,216$; $D = 0$; $dy'/y' = 0$; $v_0 = +700$. Pentru $\beta' = 0$ coeficienții se modifică puțin. Cu suprafața lipită s-au corectat aberațiile cromatice, iar cu poziția diafragmei s-a micșorat astigmatismul.</p> <p><i>Antiplanetul A. Steinheil pentru portrete</i> (fig. 4, b). $2\sigma_p = 31^\circ$; $N = 3,9$ este corectat foarte bine de curbura de câmp și deci este precursorul anastigmatelor. S-a folosit metoda compensării aberațiilor.</p>

1

2

3

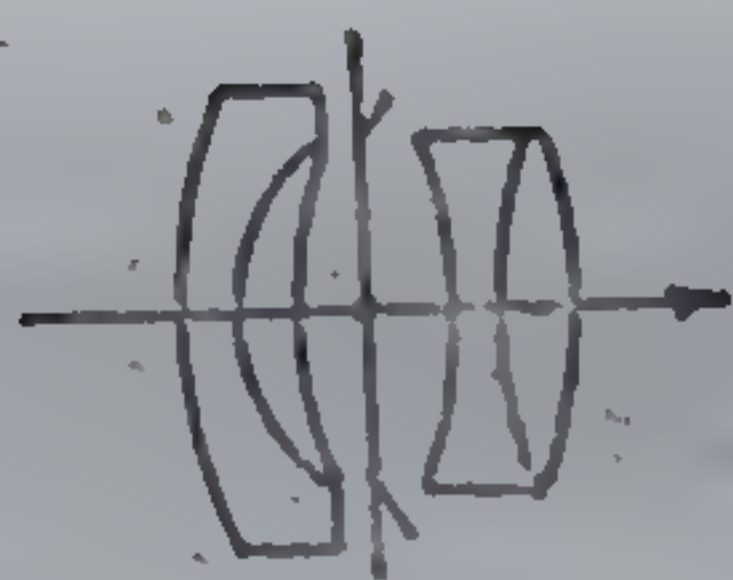
5



5. *Obiectivul Petzval (1840)*, cu $N = 3,4$ pentru portrete. $2\sigma_p = 20^\circ$. Meniscul divergent din grupul II a permis corectarea aberației sferice. Datele de mai jos sînt valabile pentru un obiectiv american, firma Busch (1928) cu $N = 1,6$ și $2\sigma_p = 14^\circ$: $r = +86,59$; $-71,54$; $-640,78$; $-73,37$; $+48,55$; $+64,9$; $-296,49$; $d = 20,5$; $4,2$; $54,6$; $4,2$; $7,2$; 12 ; $n_d = 1,51$; $1,62$; $1,62$; $1,51$; $\Delta n = 0,00805$; $0,01706$; $0,01706$; $0,00805$; $p' = +500$; $v = 63,4$; $36,6$; $36,3$; $63,4$; $S = +0,326$; $C = 0,242$; $A = 0,019$; $P = 0,901$; $C_S = 0,92$; $C_m = 0,939$; $C_M = 0,958$; $D = 0,277$; $v_0 = +634$; $dy'/y' = -15^\circ/100$. Astigmatismul este corectat de r_4 ; $\sigma_{p4} = 0$. Cele două grupuri sînt acromatizate separat.

Obiective anastigmatice duble (ΣP foarte mică)

6



6. *Protarul*, calculat de P. Rudolph Patent german 56 109/1890.

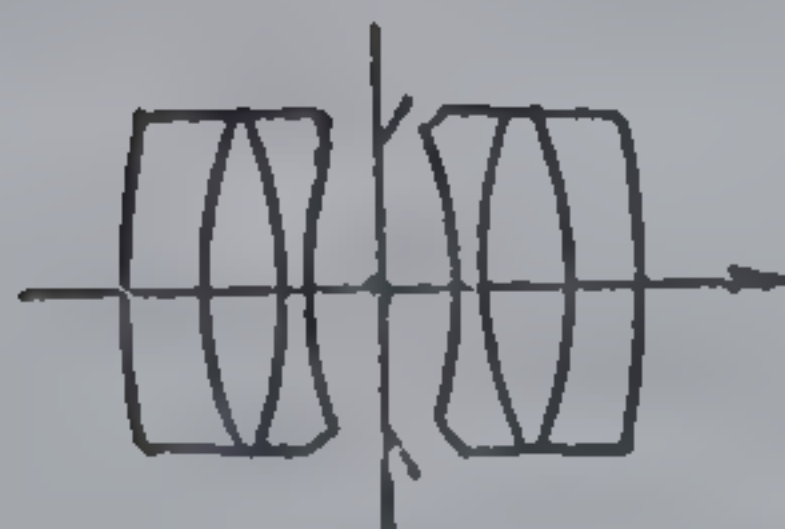
NOTA: Cînd două simplete infinit subțiri sînt situate la distanța $d = 0$, adică $h_2 = 1$, se combină un acromat vechi cu unul nou; dacă $h_2 \neq 1$, se pot combina două acromate (dublete lipite) vechi, pentru corectarea C_m ; g_1 — acromat vechi corectat de coma; g_2 — acromat nou corectat. Suprafața r_2 corectează S , iar r_3 are același semn + ca r_2 pentru a nu fi influențată dezavantajos ΣP . Combinînd acromatul vechi cu cel nou se corectează S , A și C simultan. În locul suprafețelor lipite pot fi introduse lentile subțiri în aer cu aceeași acțiune (v. fig. 10).

7



7. *Dagorul*, calculat de E. von Höegh. Patent german 74 437/1892; $N = 8$; $2\sigma_p = 60^\circ$; $\beta' = -1$; r_2 permite corectarea aberației sferice; r_3 fiind pozitiv, influențează aberațiile, adică permite planarea imaginii. $C = D = dy'/y' = 0$; S mare; $v_0 = -175$.

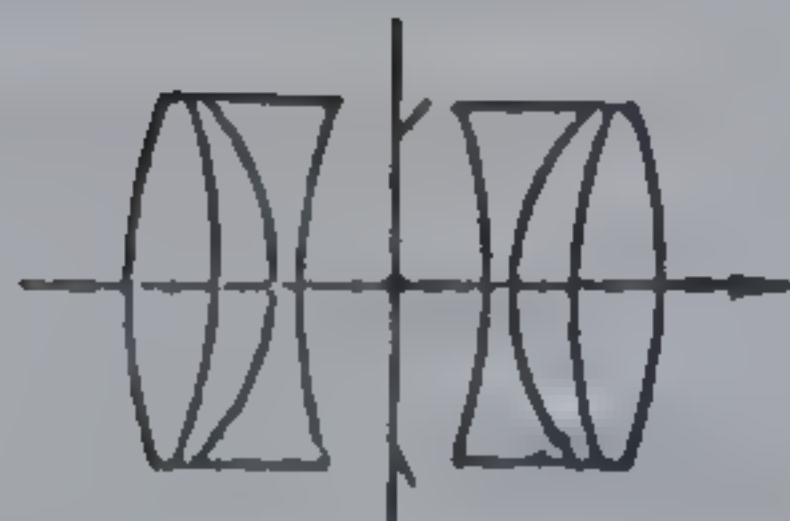
8



8. *Dublu-anastigmatul*, calculat de P. Rudolph.

$N = 6,3$; $2\sigma_p = 56^\circ$; $\beta' = -1$. $C = D = dy'/y' = 0$; $A = 0,22$; $S = +11,3$; $v_0 = +94$. Fiecare grup este format dintr-un acromat vechi și unul nou, cu aceeași lentilă și deci devine un triplet lipit.

9



9. *Orthostigmatul*

Este alcătuit tot din două grupuri, fiecare grup fiind format dintr-un acromat vechi și unul nou, cu o lentilă comună, din același material.

1

2

3

10



10. Dubluanastigmatul, calculat de E. von Höegh pentru firma Goerz. Patent german 107358/1899. Fiecare grup este alcătuit din două acromate nou și vechi, una din lentile fiind în aer. Provine, din Dagor.

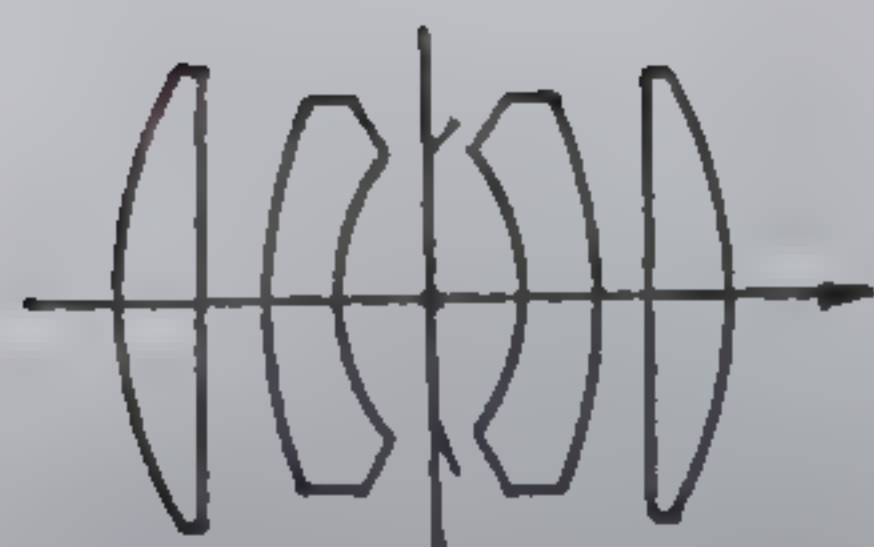
$N = 6$; $2\sigma_p = 56^\circ$; $\beta' = -1$; $C = D = dy'/y' = 0$; $S = 16,6$; $A = +0,063$; $v_0 = +220$. Acesta stă la baza mai multor anastigmat.

11



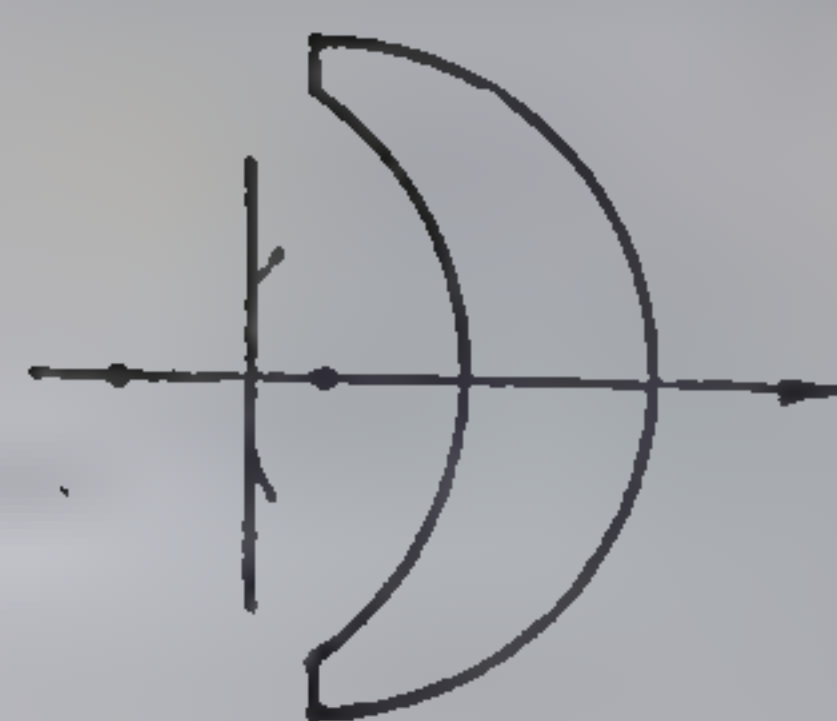
11. Sintorul (celorul), calculat de E. von Höegh pentru firma Goerz. Patent german 109283/1898. Acest obiectiv este de tip orthostigmat, la care fiecare grup este un triplet lipit, cu lentila mijlocie din aer. De fapt este un acromat nou care poate fi corectat de sfericitate. Are însă coma considerabilă (-18). Cele două grupuri simetrice permit o bună corecție. $N = 7,6$; $2\sigma_p = 61^\circ$; $\beta' = -1$; $C = D = dy'/y' = 0$; $v_0 = +155$; $A = 0,007$; $S = +2,97$; $C_m = 0,272$.

12



12. Omnarul, calculat de K. Martin pentru firma Busch. Patent austriac 8364/1901; $N = 4,5$; $C = D = dy'/y' = 0$; $S = -3,31$; $C_m = -0,253$; $v_0 = +3200$. Folosind sticle vechi, Martin a corectat ΣP și $\Sigma(\phi/v)$ depășind mult lentilele.

13



13. Meniscul Höegh ($r_1 = r_2 = r$)

$$f' = \left(\frac{r}{n-1} \right)^2 \cdot \frac{n}{d}; \quad \Sigma P = P_1 - P_2 = 0.$$

Astigmatismul se elimină prin poziționarea diafragmei. Pentru $n = 1,5$ și $f' = 100$ se obțin mai multe variante:

r	-5	-10	-15	-20
d	1,5	6	13,5	24
p	-3,88	-5,62	-5,47	-3,72

S și C nu pot fi corectate, dar A , P și C_s pot fi aproape nule.

14



14. Anastigmatul dublu Höegh — Hypergonul Goerz

$$N = 32; \quad 2\sigma_p = 135^\circ.$$

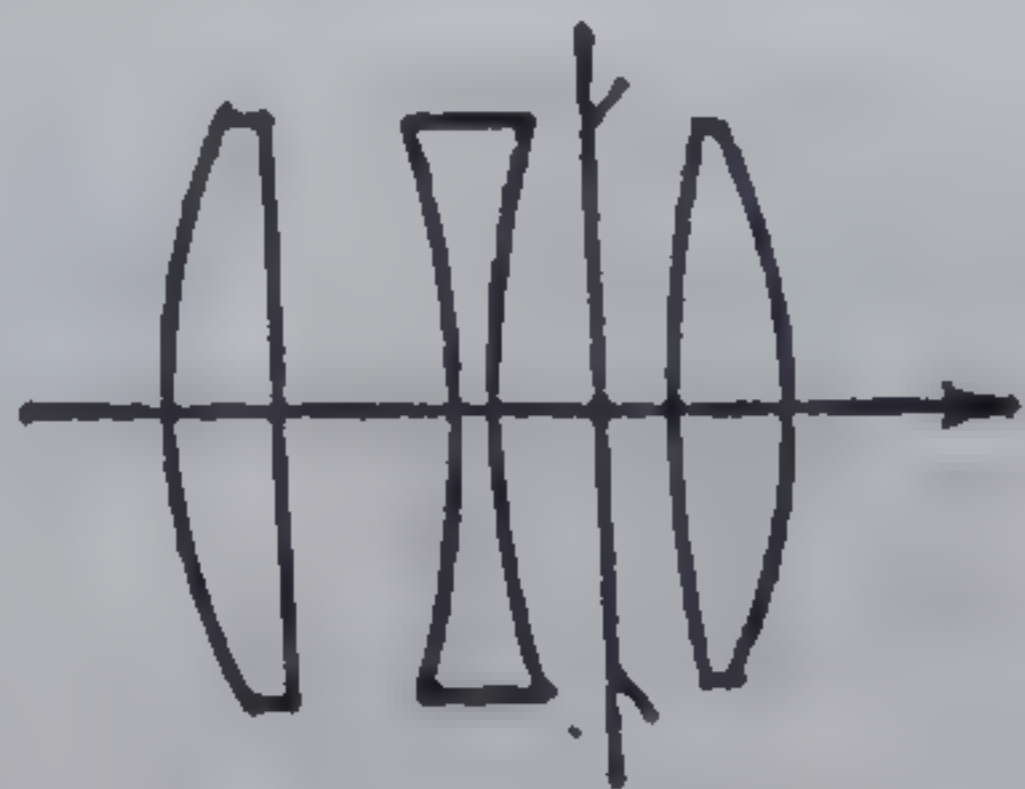
Cu două meniscuri Höegh simetrice ($\beta' = -1$) se poate corecta în plus: C , D și aberația cromatică a razei pupilare principale. Deci: $C = A = P = C_s = D = 0$. Hypergonul stă la baza obiectivelor moderne cu câmp mare.

1

2

3

15

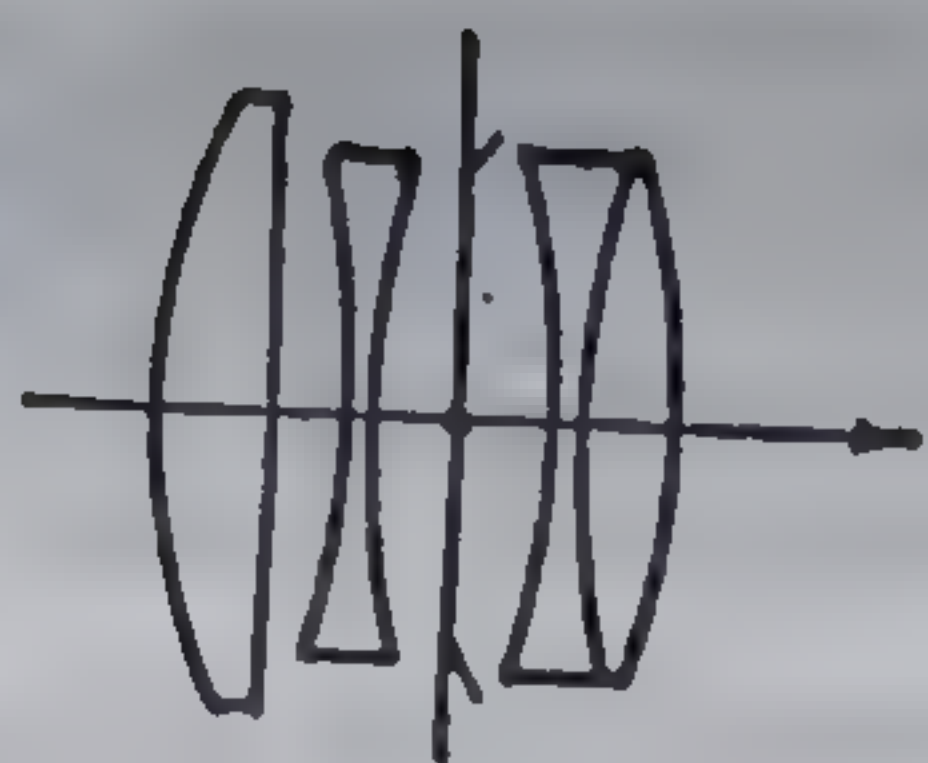
*Anastigmat de tip triplet*

15. Tripletul H. D. Taylor (patent german 86757/1895); $N = 5,6$; $2\sigma_p = 68^\circ$; $S = 4,40$; $C = 0,339$; $A = -0,034$; $P = 0,307$; $C_S = 0,273$; $C_m = 0,240$; $C_M = 0,206$; $D = 0,25$; $dy'/y' = -0,11 \text{ ‰}$; $v_0 = +115$.

15'

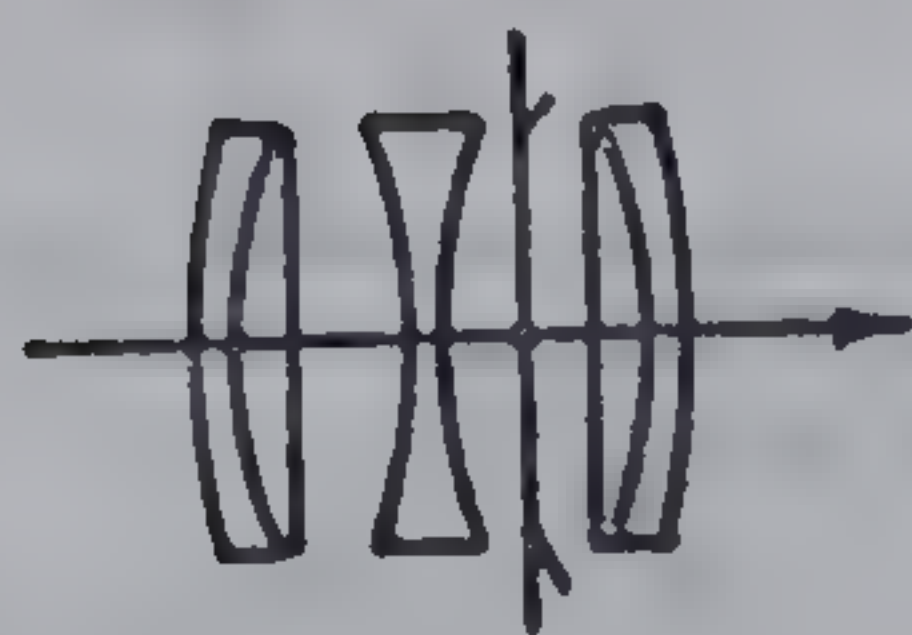
15'. Tripletul Taylor, calculat de H. w. Lee Patent englez 155640/1919; $N = 3$; $2\sigma = 43^\circ$; $S = 1,62$; $C = -0,52$; $A = -0,264$; $P = 0,41$; $C_S = 0,145$; $C_m = -0,119$; $C_M = -0,384$; $D = -0,143$; $dy'/y' = 2,77 \text{ ‰}$; $v_0 = 405$. Corecția cromatică se obține prin distribuția puterilor. Prin curburi se corectează S , C și A ; r_5 este foarte sensibilă la toate aberațiile; r_1 influențează numai S, P și dy'/y' . Aberațiile pot fi micșorate prin înlocuirea lentilelor cu acromate (v. fig. 3 și 4).

16



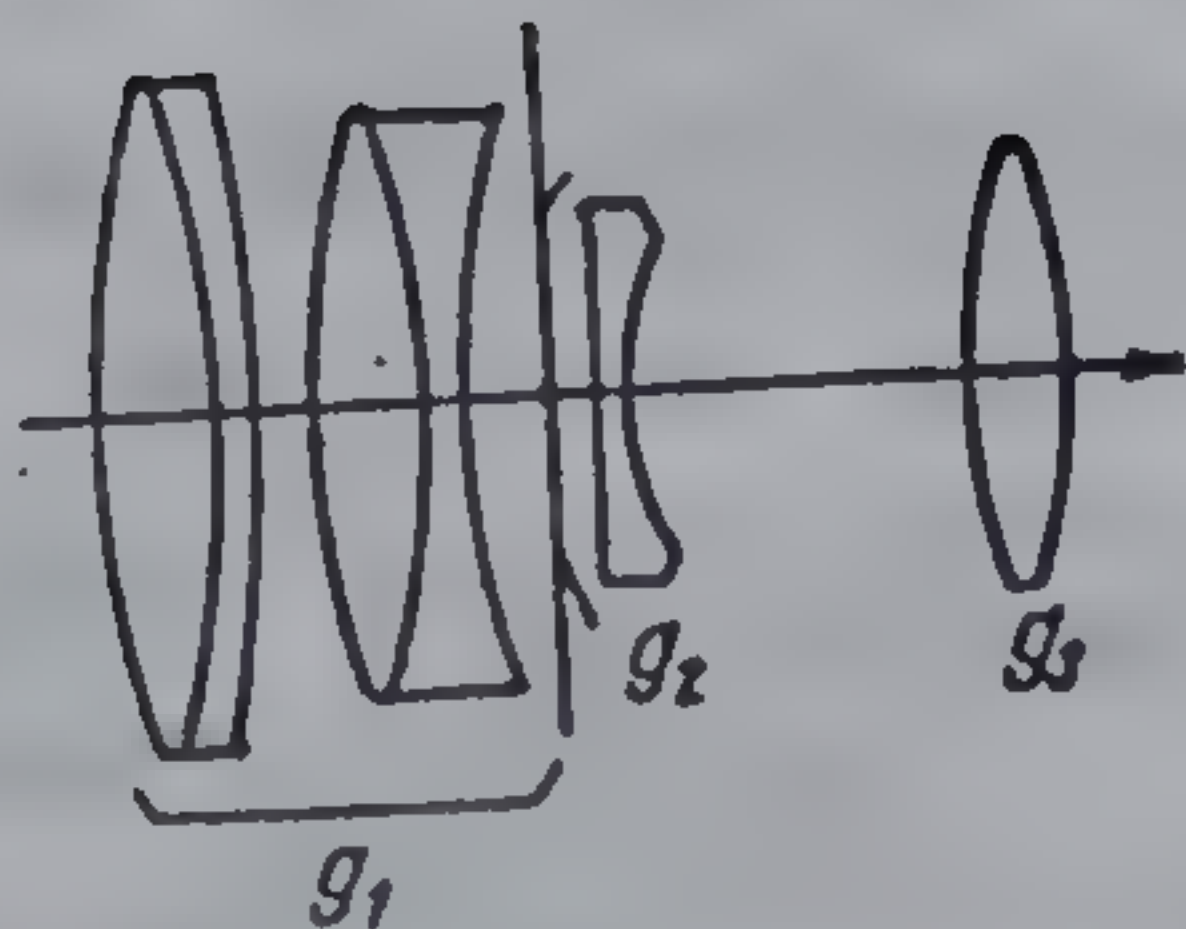
16. Tessarul, calculat de P. Rudolph pentru C. Zeiss. $N = 6,3$; $2\sigma_p = 60^\circ$; $S = -0,265$; $A = 0,051$; $P = 0,243$; $C_S = 3,696$; $C = 0,294$; $C_m = 0,346$; $C_M = 0,397$; $D = -0,034$; $dy'/y' = +0,05 \text{ ‰}$; $v_0 = +222$. Tessarul a fost perfecționat. C. Zeiss-Jena produce obiectivul cu $N = 2,8$; $f' = 50 \text{ mm}$; $2\sigma_p = 45^\circ$.

17



17. Heliarul, calculat de H. Harting pentru firma Voigtländer (Patent german 124934/1900). $N = 4$; $2\sigma_p = 54^\circ$; $S = 0,87$; $D = 4,655$; $dy'/y' = -0,1$; $v_0 = +363$. Dacă g_2 este un dublet, se obține $N = 1,5$.

18



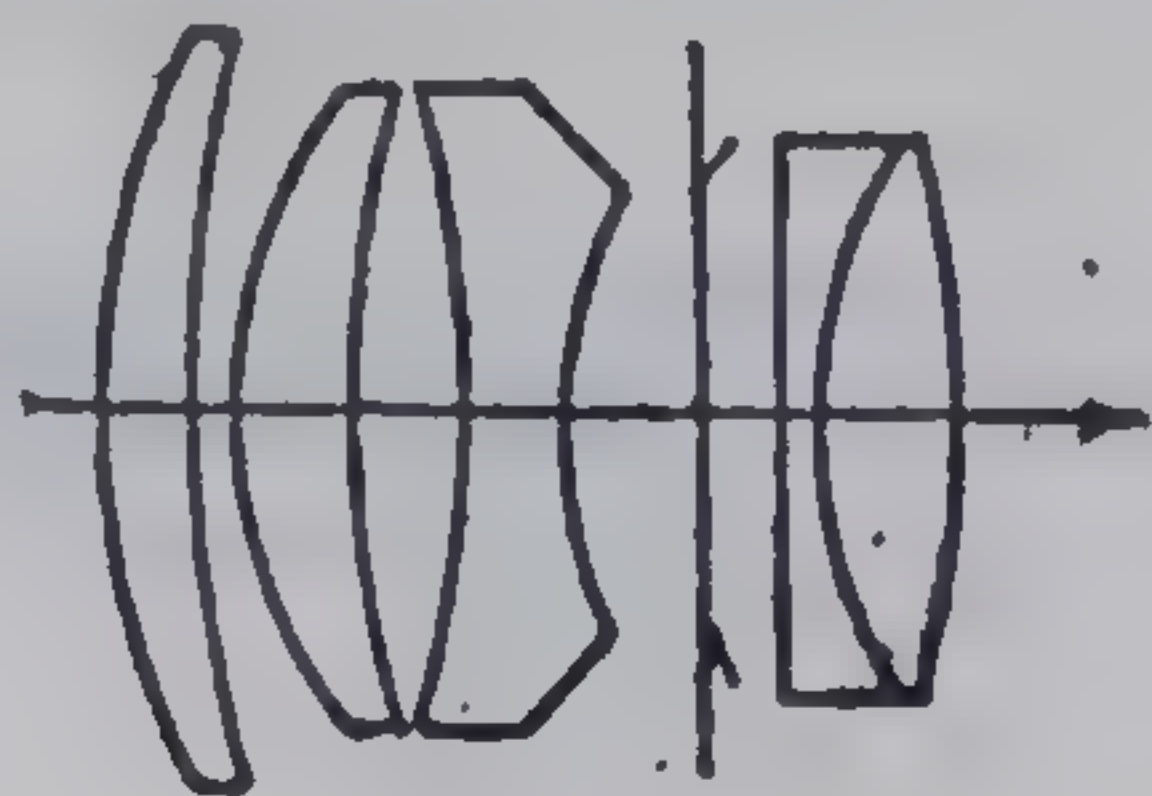
18. Ernstarul, calculat de L. Bertele pentru Zeiss Ikon. (Patent german 401274/1922). $N = 2$; $2\sigma_p = 30^\circ$. Lentila g_1 a tripletului Taylor a fost înlocuită cu două grupuri. Suprafața cu rază r_6 este foarte aproape de r_7 pentru ca $h_6 \approx 1$ și deci să influențeze neglijabil ΣS și să corecteze ΣP . Suprafața r_6 are un i_6 mic și deci influențează mult astigmatismul. Toate aberațiile sînt foarte mici. Deoarece $\beta_p' = 0,364 = P_6/P_7 = \tan \sigma_{p1} / \tan \sigma_{p10}$, nu se deformează perspectiva.

1

2

3

19

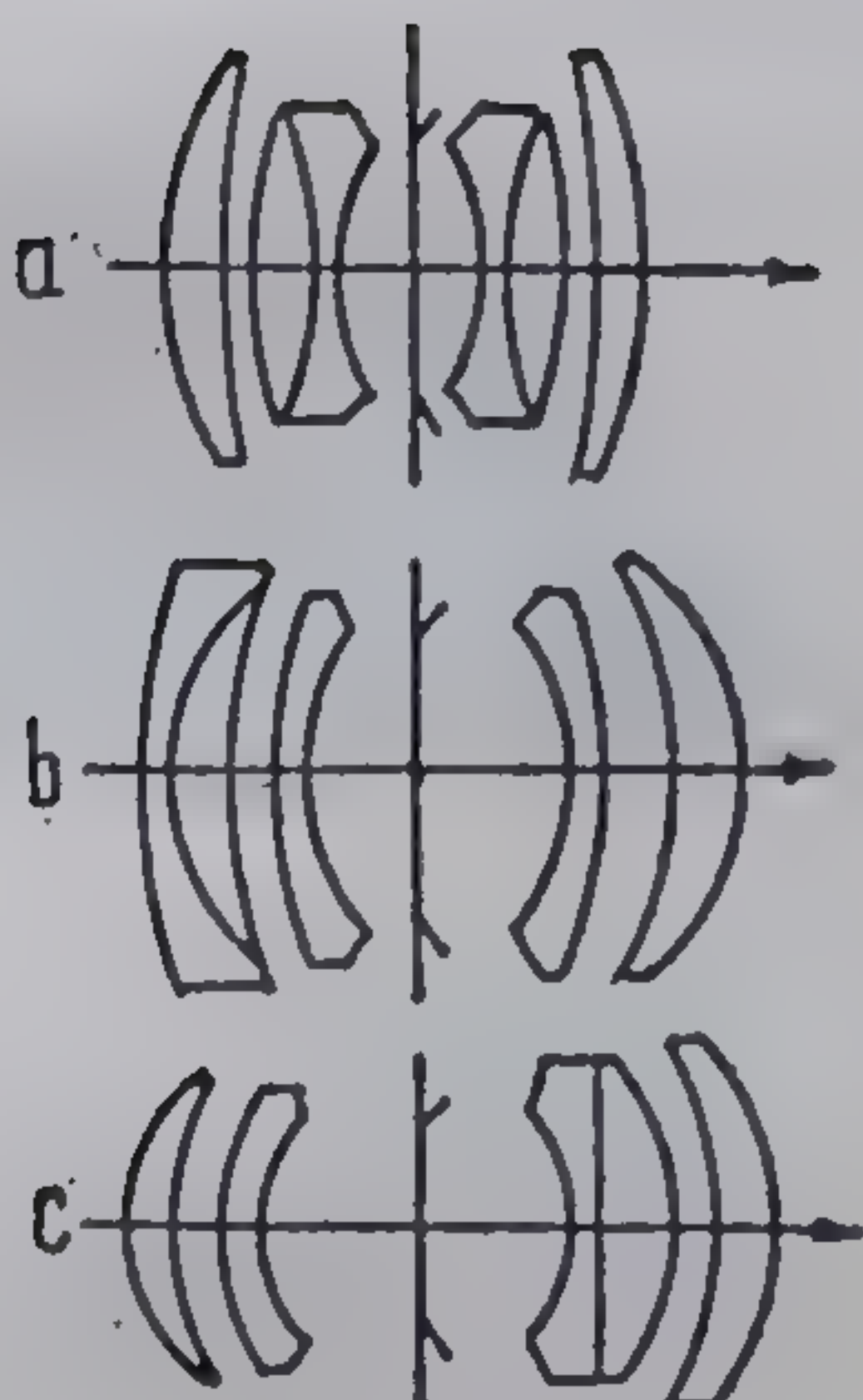


19. *Sonnarul*, calculat de L. Bertele pentru C. Zeiss. Patent german 530843/1929, completat cu 570983/1933. $N=2$; $2\sigma_p=45^\circ$. Prin lipirea grupurilor s-a urmărit reducerea numărului suprafețelor în aer, pentru mărirea luminozității. S-a obținut $N=1,5$; $f' = 50 \dots 250$. Acest sistem stă la baza multor obiective dezvoltate ulterior.

Prin patentul 835202/1949 s-a realizat $N=1,4$ și $2\sigma_p=45^\circ$. Deoarece abscisa focarului s'_p este mică, obiectivul iese puțin din cameră.

Anastigmat de tip Gauss

20



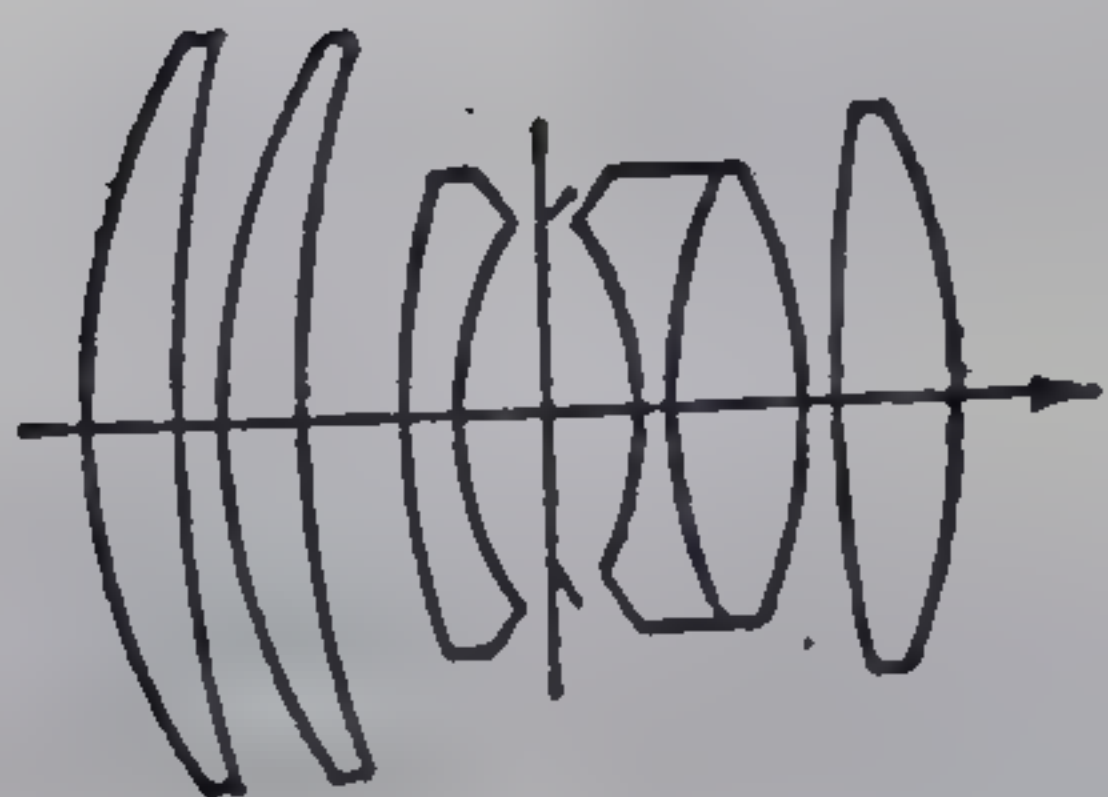
20. *Planarul* lui P. Rudolph. Ideea de a combina două acromate Gauss aparține lui P. Rudolph. Deoarece lipsea o sticlă (cu $n=1,57$) pentru corecția cromatică, lentila divergentă a fost înlocuită cu două lentile lipite cu coeficienți de dispersie diferiți, dar apropiați. Suprafața lipită produce variații cromatice. După apariția sticlelor cu indici mari dubletul a fost înlocuit cu o lentilă divergentă (b). Un anastigmat Gauss este biotarul calculat de Merte' (patent german 485 798/1927, cu $N=1,4$ și $2\sigma_p=35^\circ$).

21



21. *Aristostigmatul* (P. Rudolph). Acesta seamănă cu Omnarul. Este un obiectiv de tip Gauss dublu, care stă la baza planarelor moderne (anastigmatul dublu, Biotarul, Aristostigmatul etc.).

22

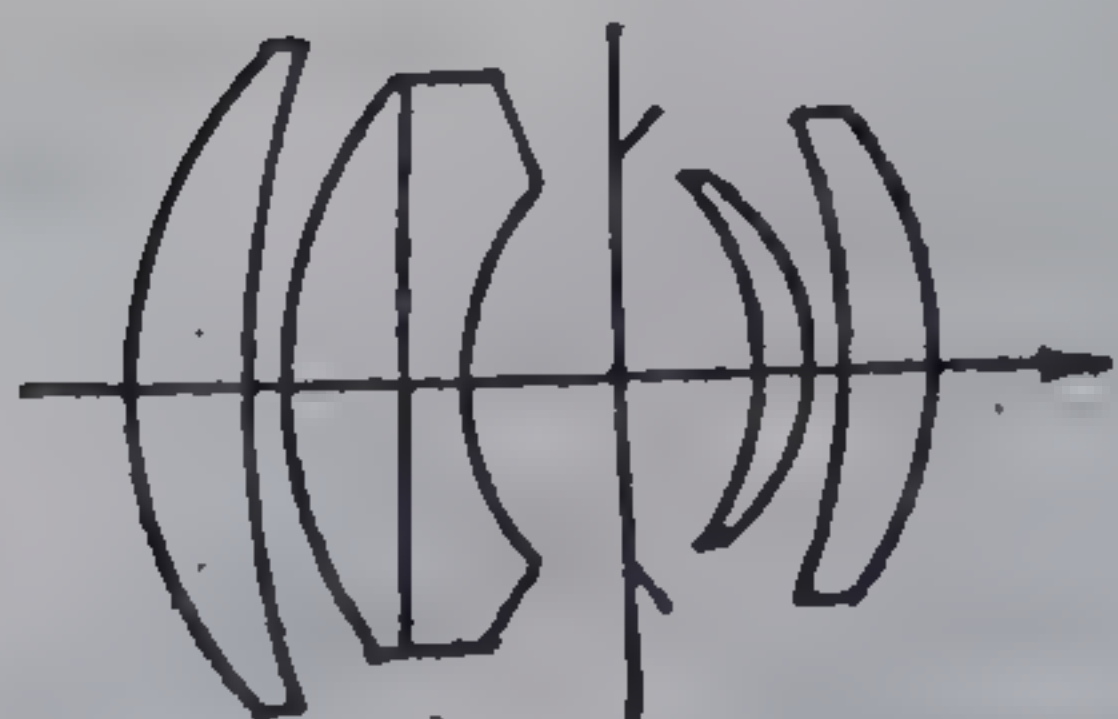


22. *Ultronul* (firma Voigtländer)

$$N=2; 2\sigma_p=60^\circ; f'=50$$

(V. Biotarul lui Merte', 1927).

23



23. *Biometarul* (C. Zeiss-Jena):

$$N=2,8; 2\sigma_p=60^\circ; f'=80.$$

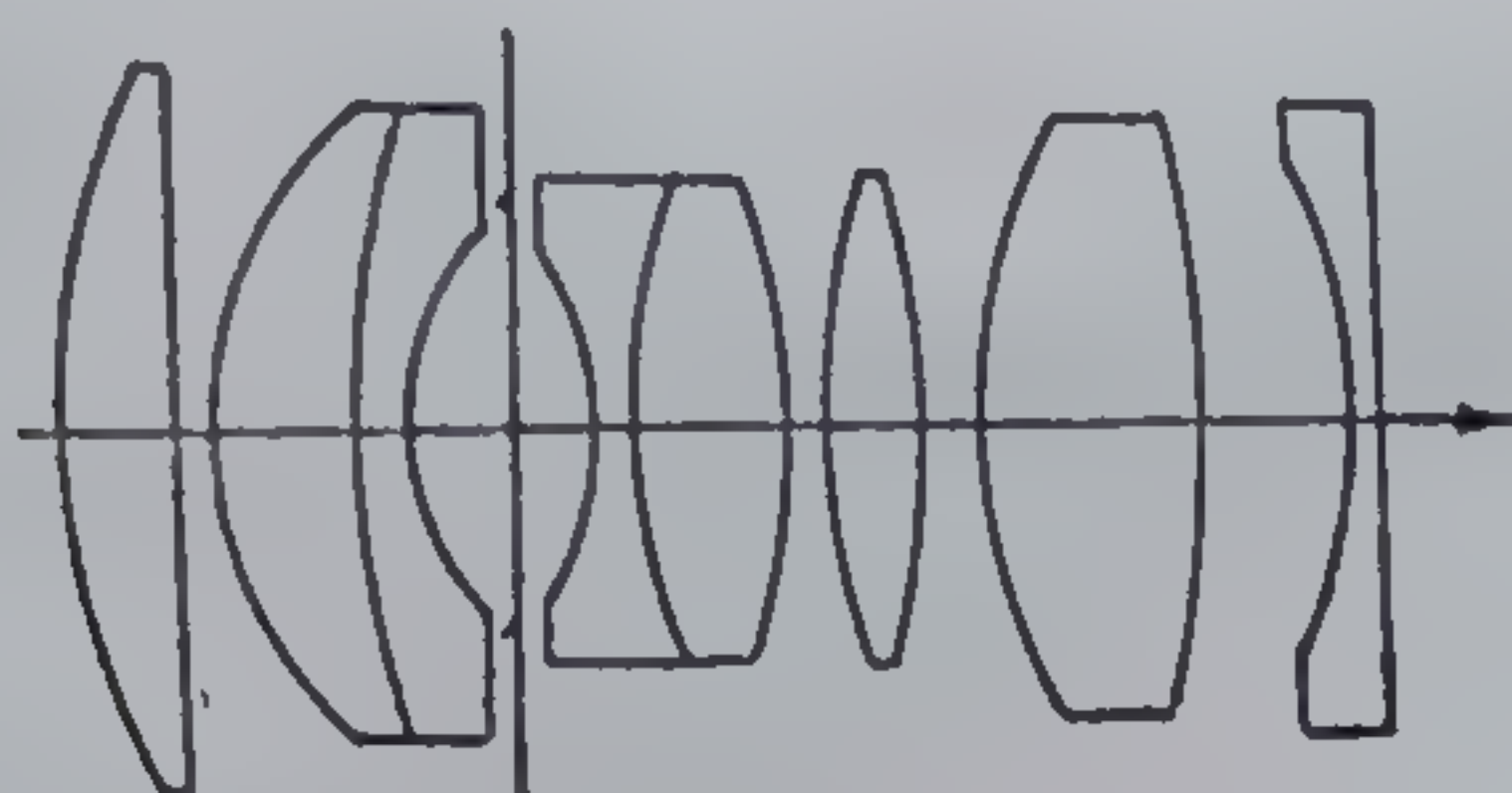
Tabelul 6.3 (continuare)

1

2

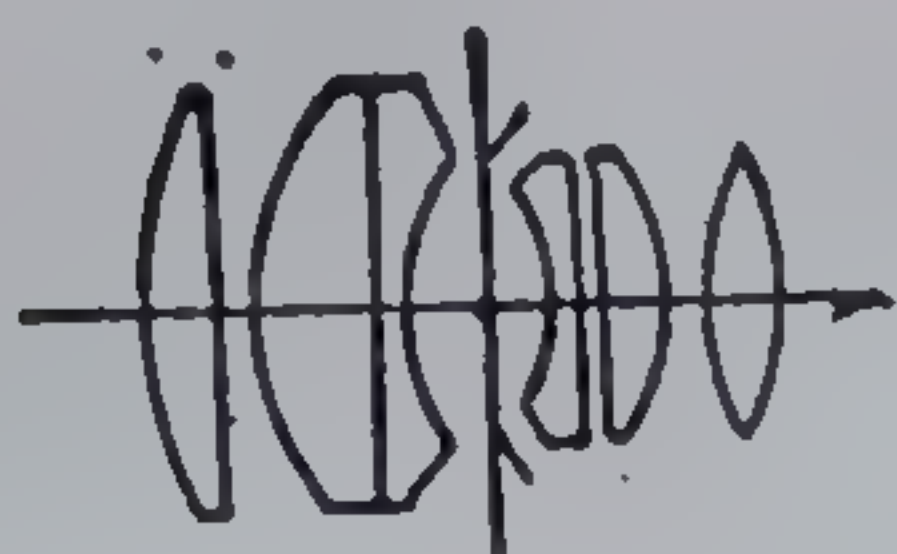
3

24



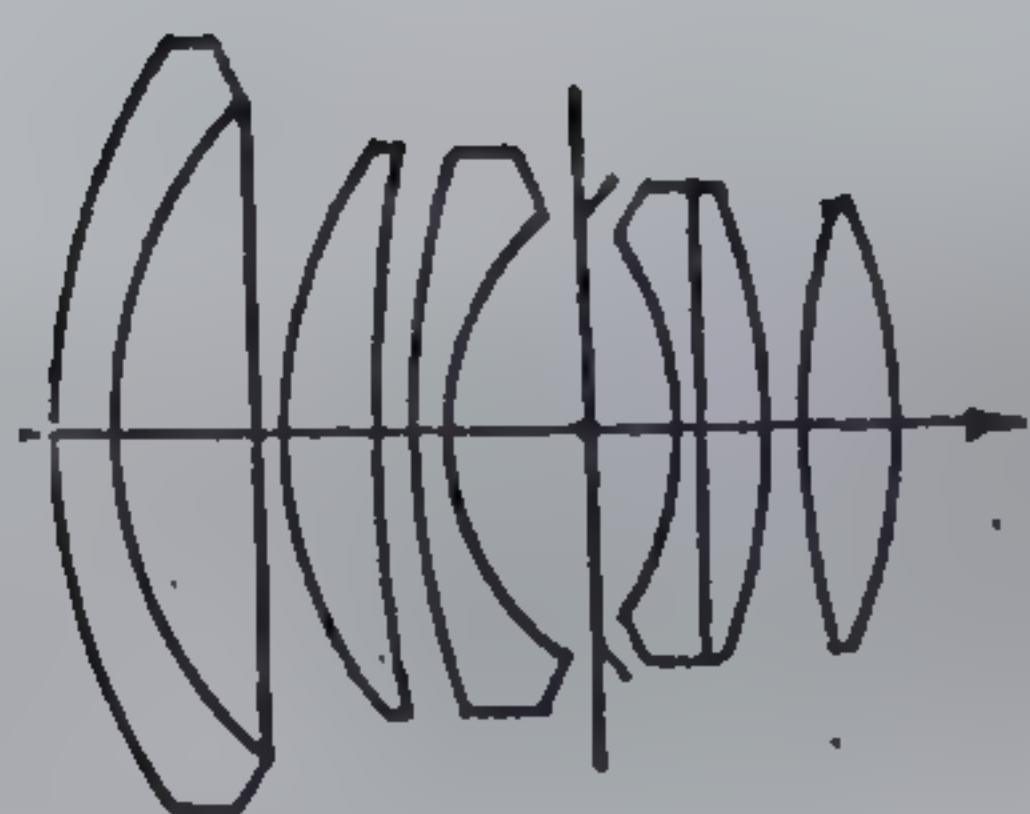
24. Biometar pentru Röntgen și pentru oscilografie de înaltă frecvență; $N = 1$; $24 \times 36 \text{ mm}^2$; $N = 0,85$; $2\sigma_p = 32^\circ$

25



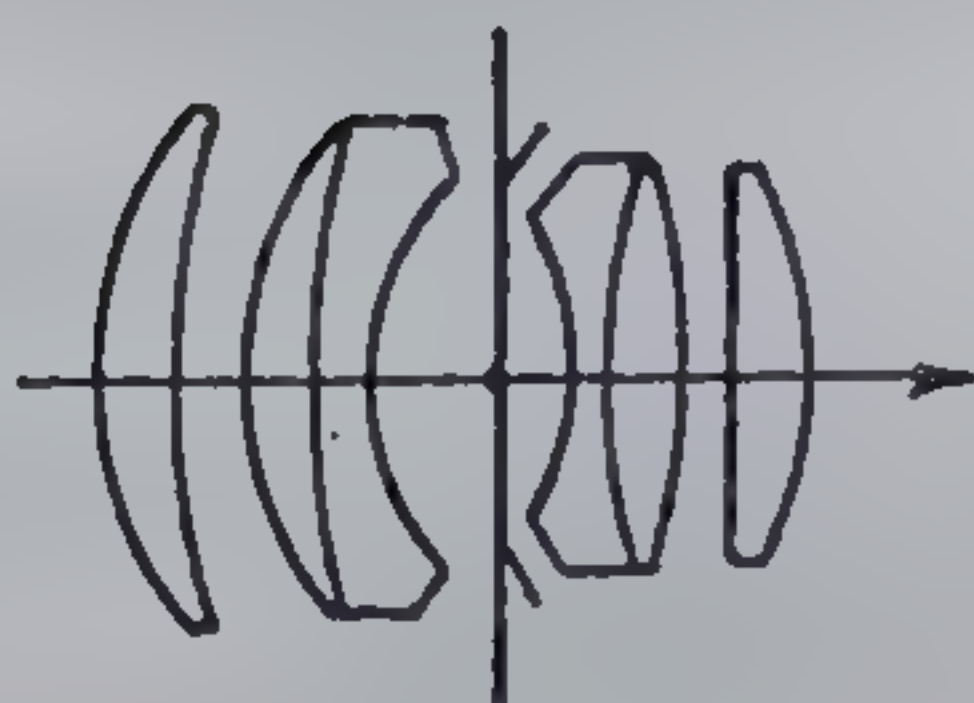
25. Enastonul; $N = 1,5$; $f' = 80 \text{ mm}$.

26



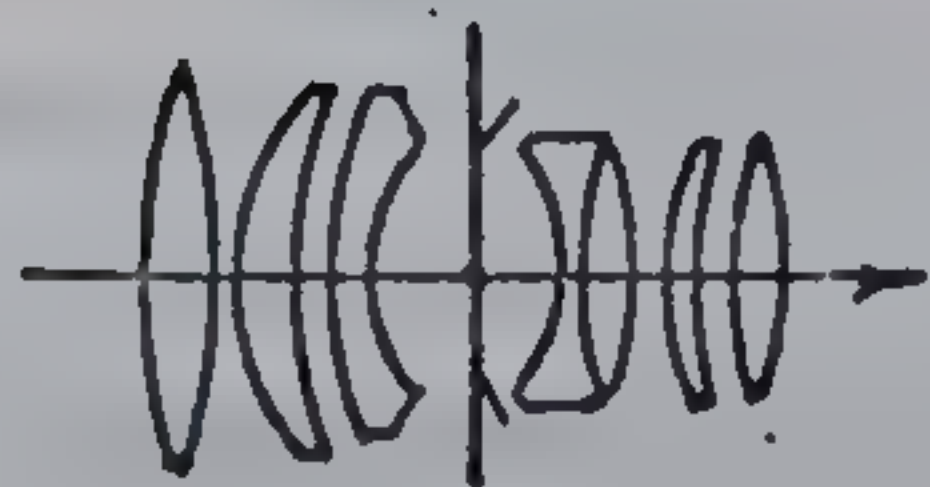
26. Noktonul, $N = 1,5$; $f' = 50 \text{ mm}$.
Pentru camere cu oglindă reflex.

27



27.a) Pankolar (C. Zeiss-Jena), $N = 2$; $f' = 50 \text{ mm}$; $2\sigma_p = 45^\circ$; $s = -(\infty \dots 0,5) \text{ m}$.
b) Summicron - R (Leitz) $N = 2$; $f' = 50$; $2\sigma_p = 45^\circ$. Alte obiective: Summar 2/50; Summare α ; Summarit; Summitur; Xenogon 2/50; Summicron 2/90.

28



28. Noctilux (Leitz); $N = 1$; $f' = 50 \text{ mm}$.

Obiective corectate sferocromatic de tip Zincke gen Sommer

29



29. Obiectivul sferocromatic Zincke gen. Sommer 1872

Acest obiectiv, nerealizat, a stat la baza construcției altor obiective, deoarece satisface condiția Gauss pentru corectarea sferocromaziei și permite corectarea aberației de sfericitate zonală.

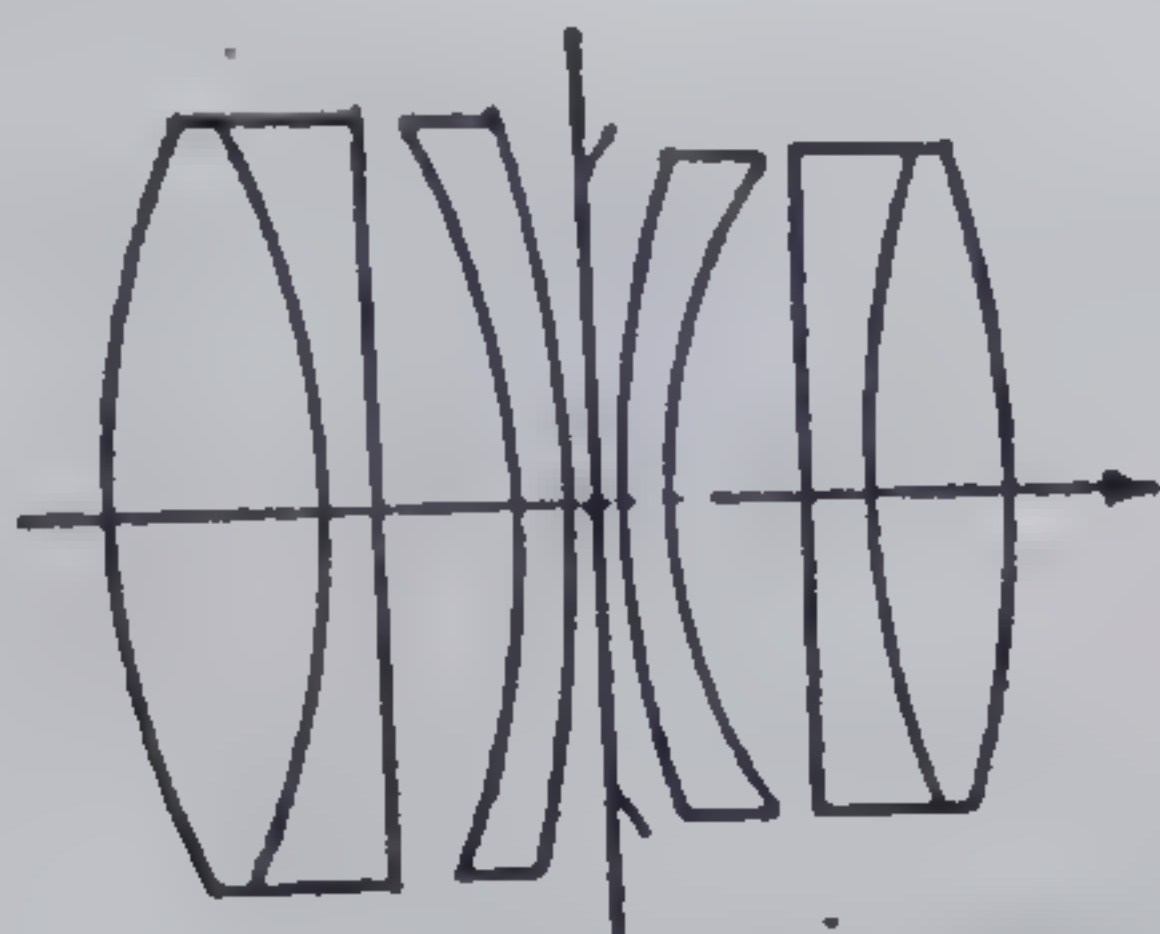
$N = 6,5$; $2\sigma_p = 70^\circ$; $C = D = dy'/y' = 0$;
 $S = +2,54$; $A = -0,489$; $p = +0,844$;
 $C_m = -0,134$.

1

2

3

30

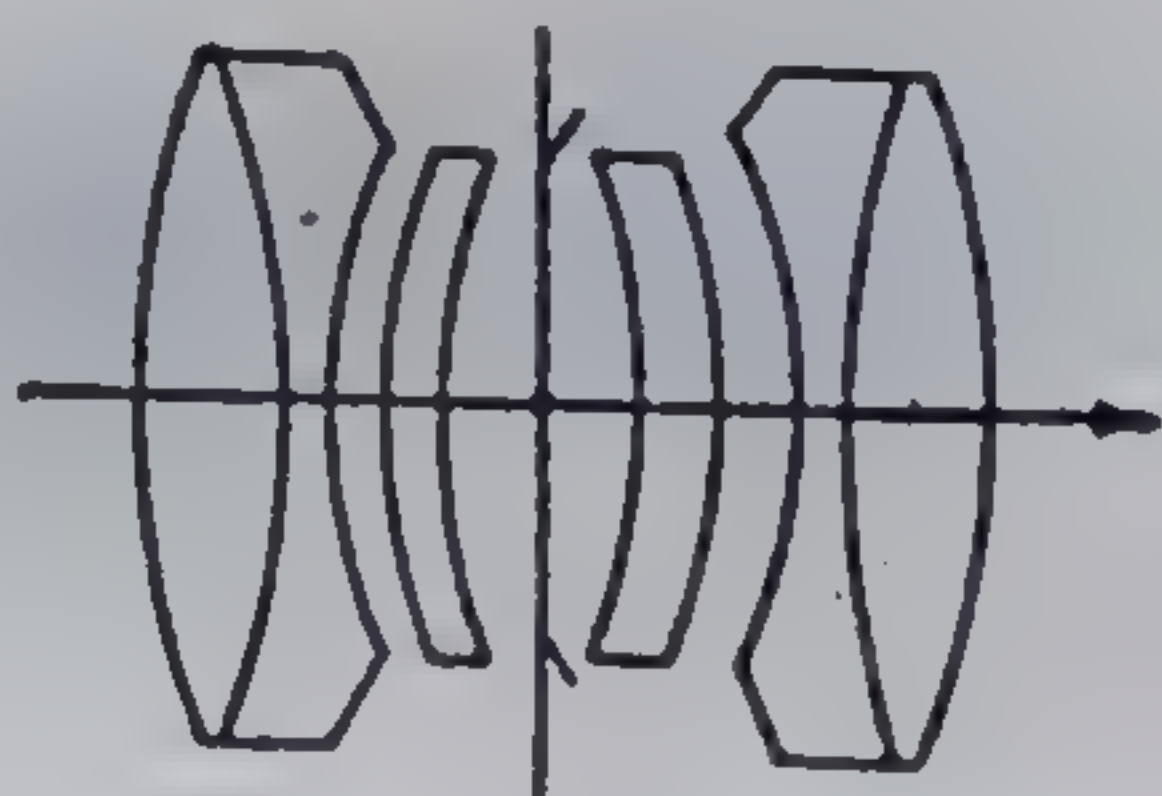


30. *Plasmatalul*, calculat de Rudolph, pentru firma Mayer. (Patent german 401630/1922). $N = 2$; $2\sigma_p = 36^\circ$.

Prin dispunerea suprafețelor lipite în sistemele exterioare și ușoară asimetrie, Rudolph a reușit o mai bună planare astigmatică.

Obiective cu câmp unghiular mare și obiective cu focală mică și abscisă mare ($d \geq 1,2 f'$ sau $2\sigma_p > 60^\circ$).

31

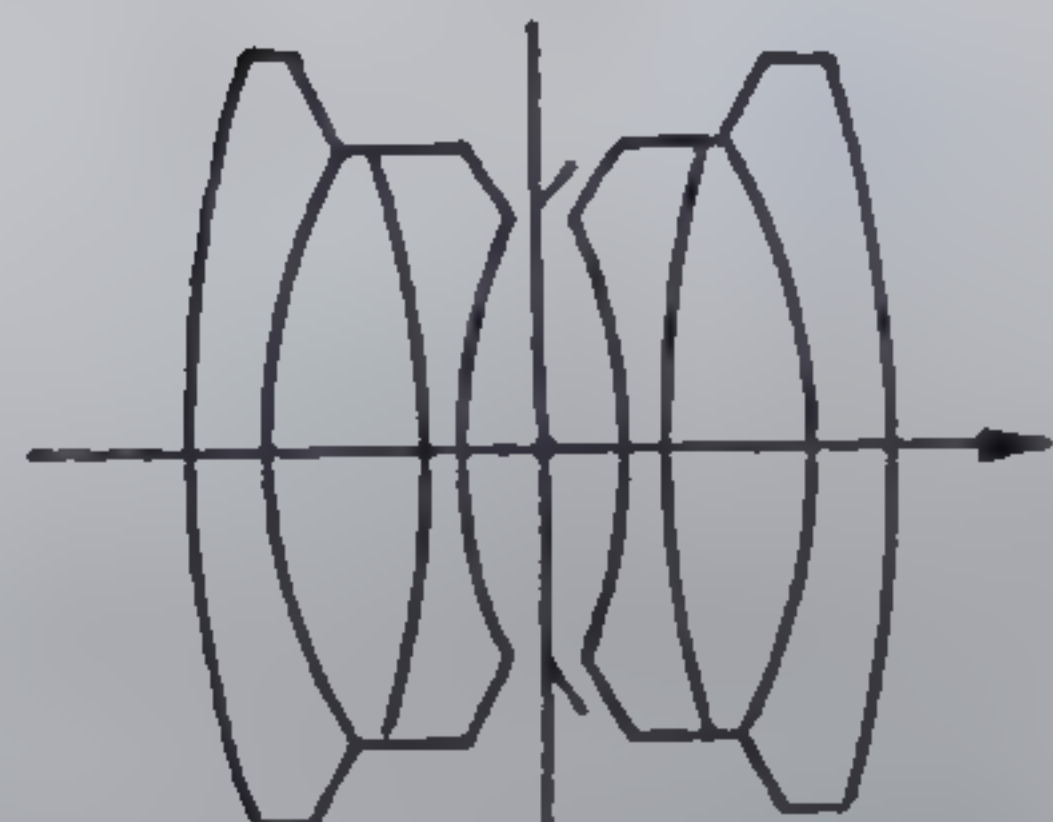


31. a) *Orthometarul*, calculat de W. Merté pentru firma C. Zeiss; (E. P. 278 338/1926); $N = 4,5$; $2\sigma_p = 69^\circ$;

b) Dublul obiectiv Zincke gen. Sommer; $N = 6,5$; $2\sigma_p = 70^\circ$ (v. poz. 29);

c) *Ultragonul* (Voigtländer).

32



32. *Angulonul* (Schneider); $N = 6,8$; $2\sigma_p = 85^\circ$; $f' = 65$ mm. Provine din Gauss dublu.

33



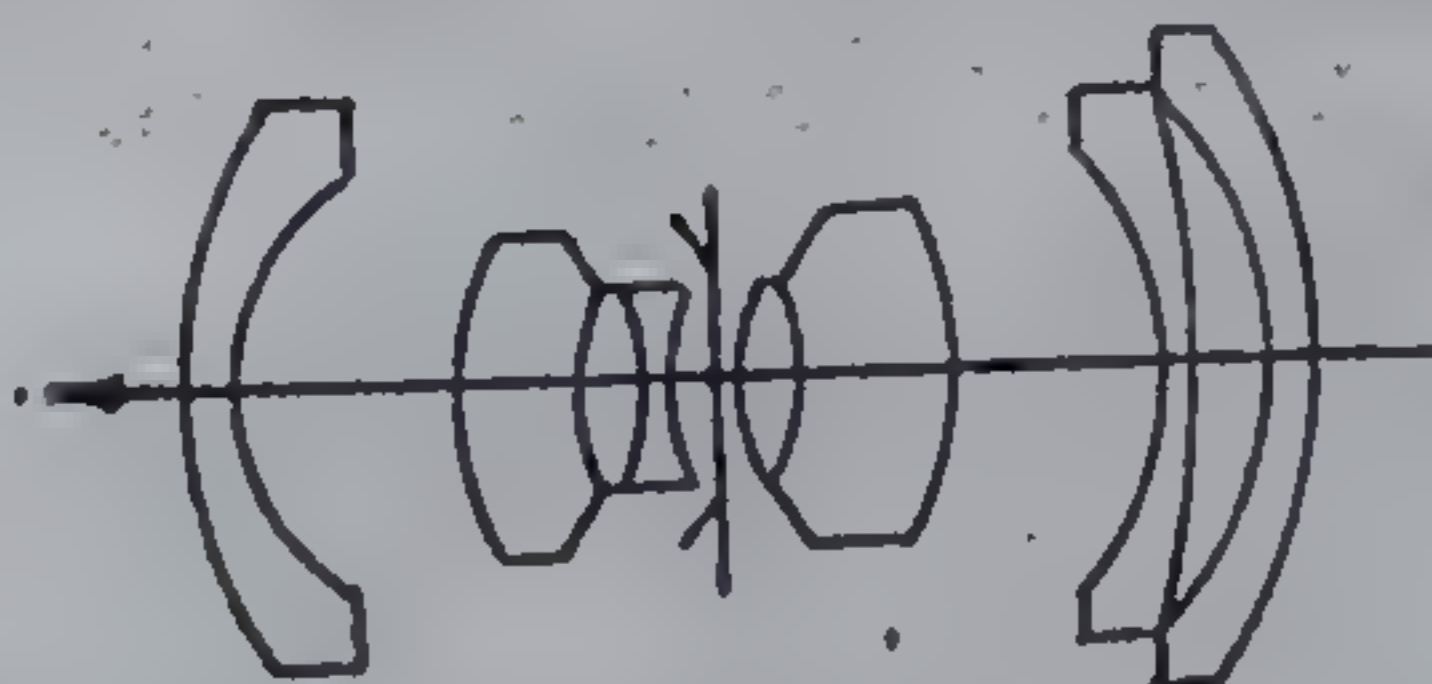
33. *Topogonul* (C. Zeiss) calculat de R. Richter. (Patent german 636167/1939); $N = 6,3$; $2\sigma_p = 100^\circ$. Este corectat de distorsiune și astigmatism. Din acesta s-a obținut cel din fig. 33 cu: $N = 4$; $f' = 25$ mm; $2\sigma_p = 80^\circ$

34



34. *Metrogonul* este o variantă americană (Bausch și Lomb) a topogonului (fig. 33). Patent S.U.A. 2 325 275.

35



35. *Biogonul* (C. Zeiss-Oberkochen).

1) $N = 4,5$; $f' = 21$ mm; $2\sigma_p = 90^\circ$; $a \times b = 24 \times 36$

2) $N = 4,5$; $f' = 38$ mm; $2\sigma_p = 90^\circ$; $a \times b = 60 \times 60$

Este unul dintre cele mai luminoase obiective cu $D = 0$ pînă la margini.

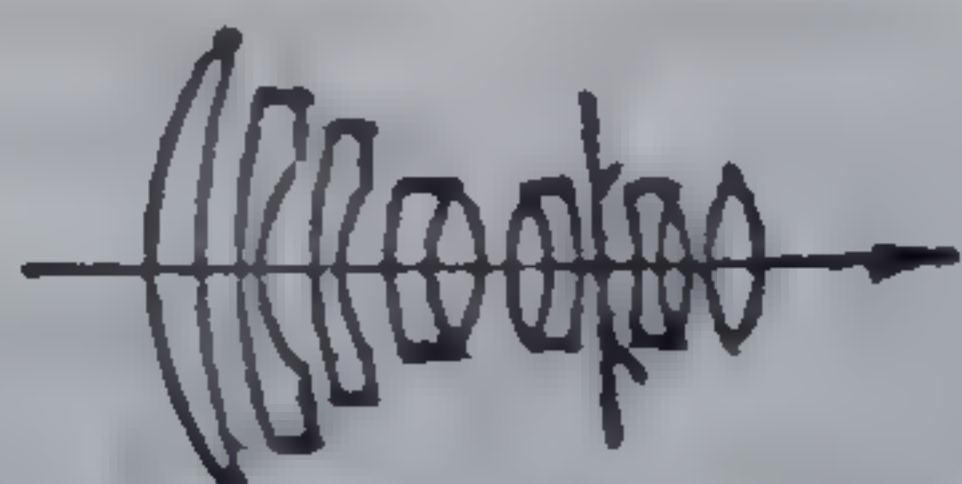
Tabelul 6.3. (continuare)

1

2

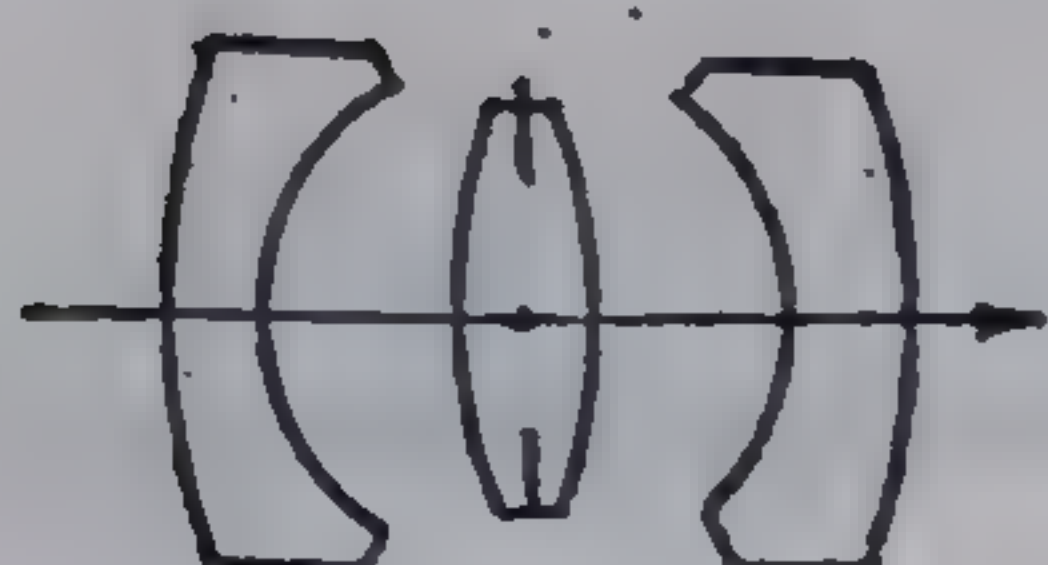
3

36



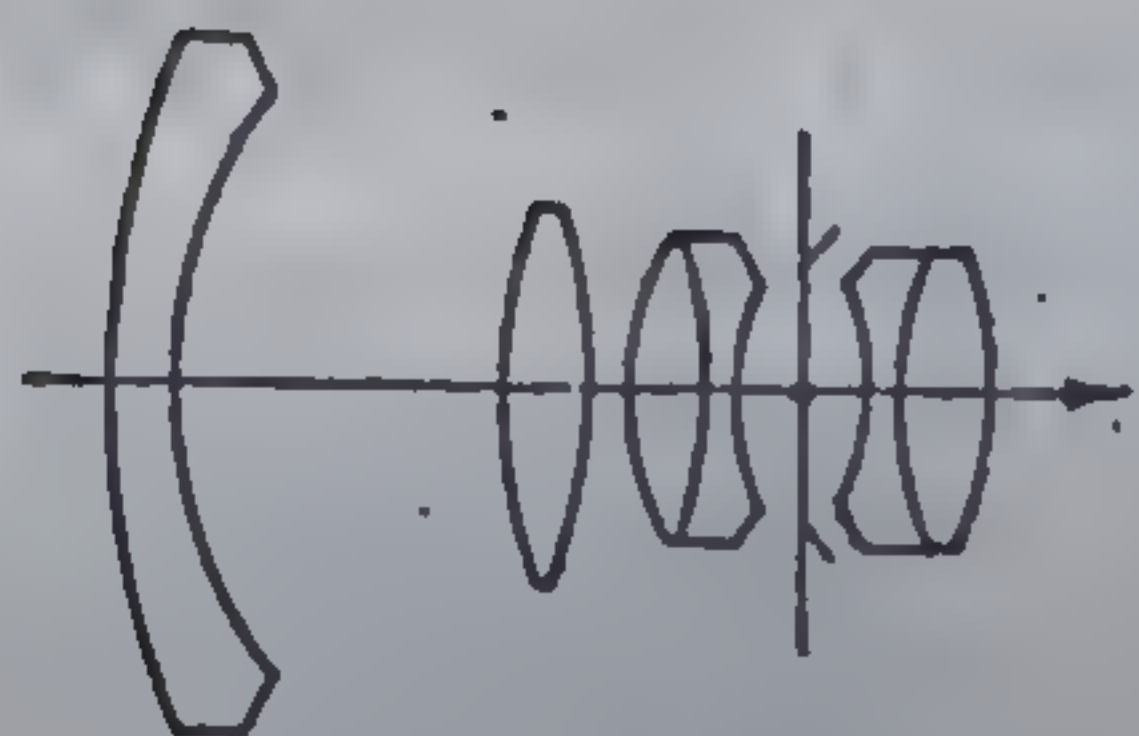
36. *Super-Angulonul - R* (Leitz):
 $N = 4$; $f' = 21$ mm; $2\sigma_p = 92^\circ$

37



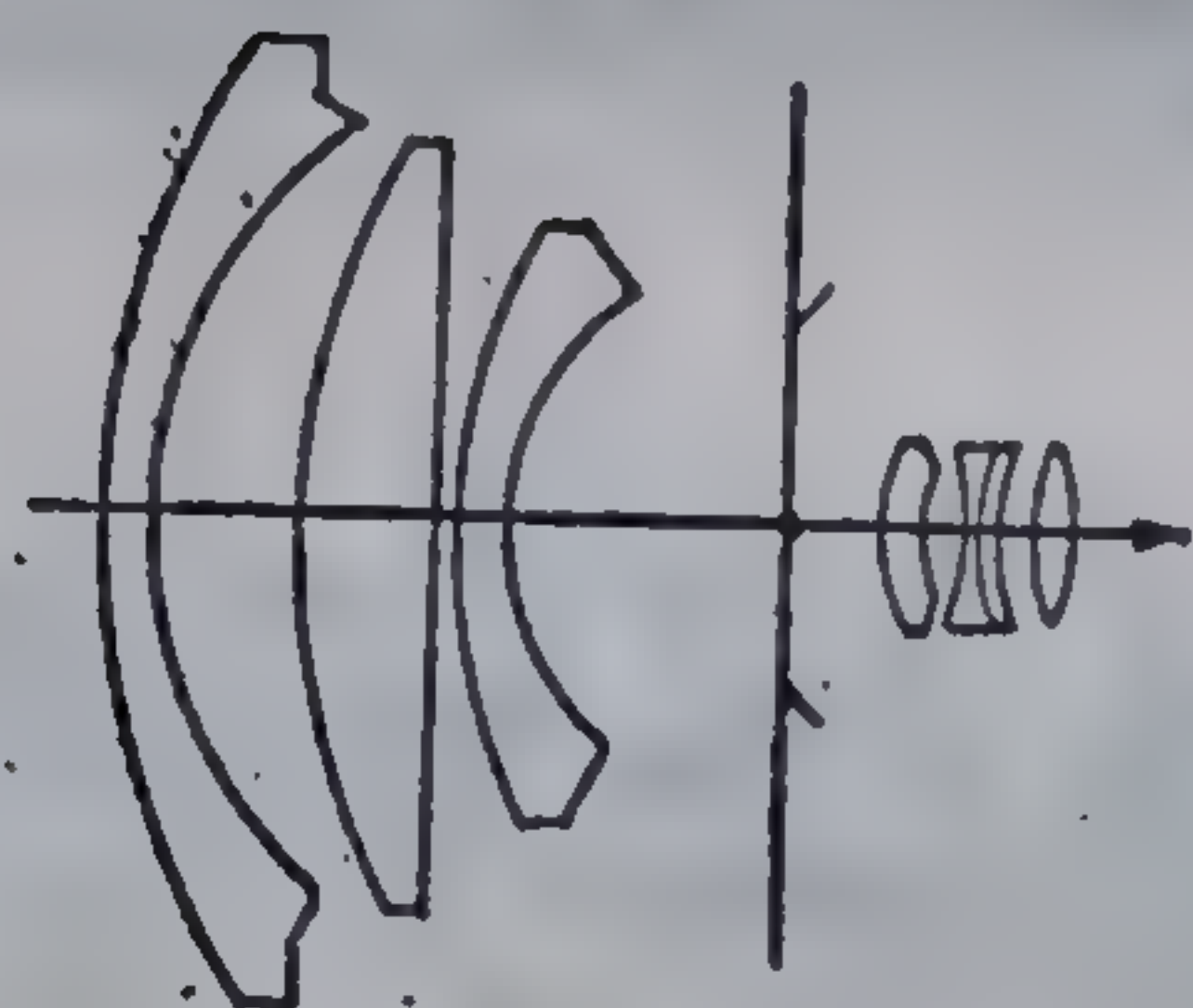
37. *Hologonul*: $N = 8$; $f' = 15$ mm;
 $s'_p = 4,5$ mm; $2\sigma_p = 110^\circ$; $a \times b = 24 \times 36$ mm;
 $s = -(\infty \dots 0,5)$ m. Toate aberațiile sînt practic
 nule.

38



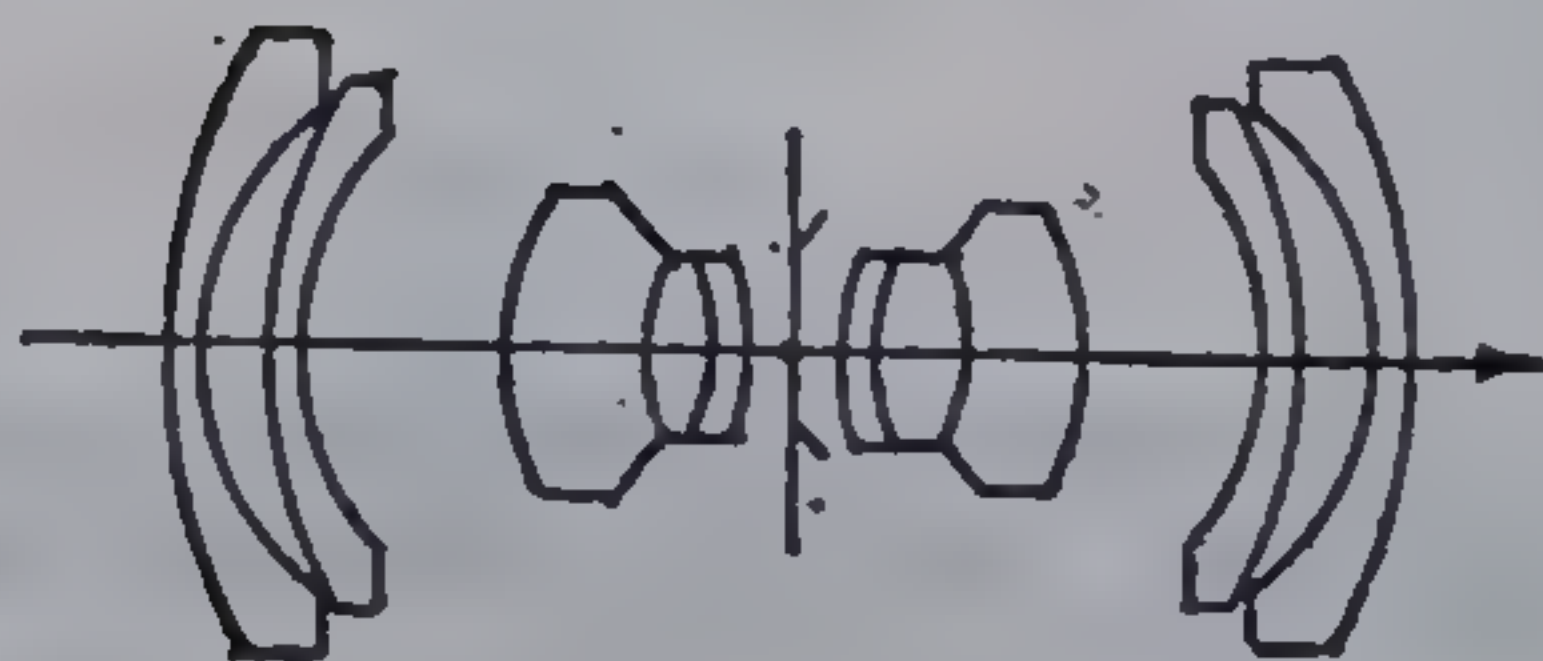
38. *Flektogon* (C. Zeiss Jena): $N = 2,8$;
 $f' = 35$ mm; $2\sigma_p = 62^\circ$; $s = -(\infty \dots 0,18)$ m.

39



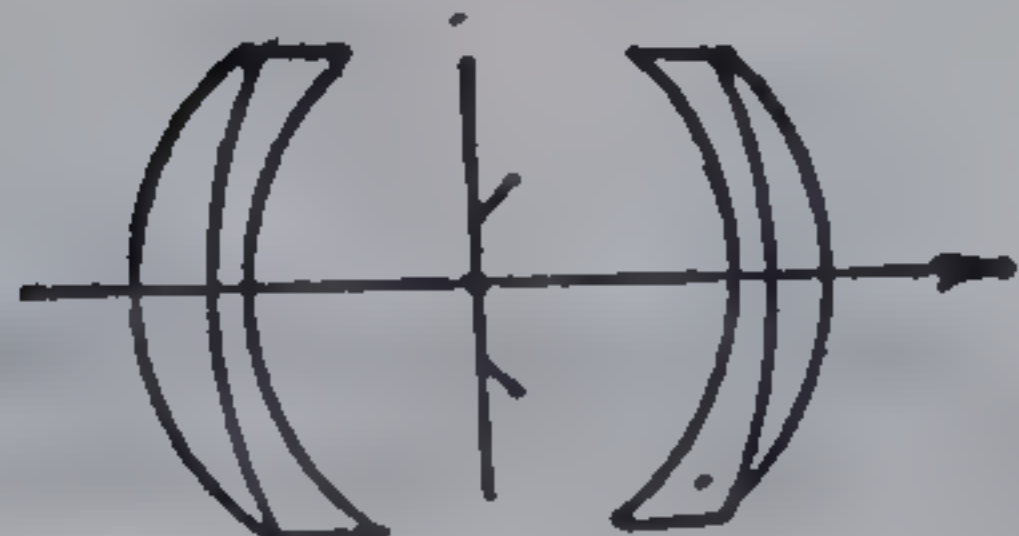
39. *Flektogon* (C. Zeiss - Jena): $N = 4$;
 $f' = 25$; $2\sigma_p = 82^\circ$; $s = -(\infty; \dots; 0,2)$ m.

40



40. *Aviagonul* fabricat de firma Wild
 $N = 5,6$; $2\sigma_p = 90^\circ$

41



41. *Pantoskopul* (Emil Bausch) anul 1865:
 $N = 30$; $2\sigma_p = 98^\circ$; $\beta' = -1$; $C = D = 0$;
 $S = +837$ (foarte mare). Se recunoaște dublul
 anastigmat cu meniscuri Höegh acromatizate.
 Astigmatismul $A = +0,112$ poate fi
 corectat mai bine prin poziționarea diafragmei.
 Datorită aberației de sfericitate foarte mare se
 lucrează cu diafragme închise, însă cu unghiuri
 mari.

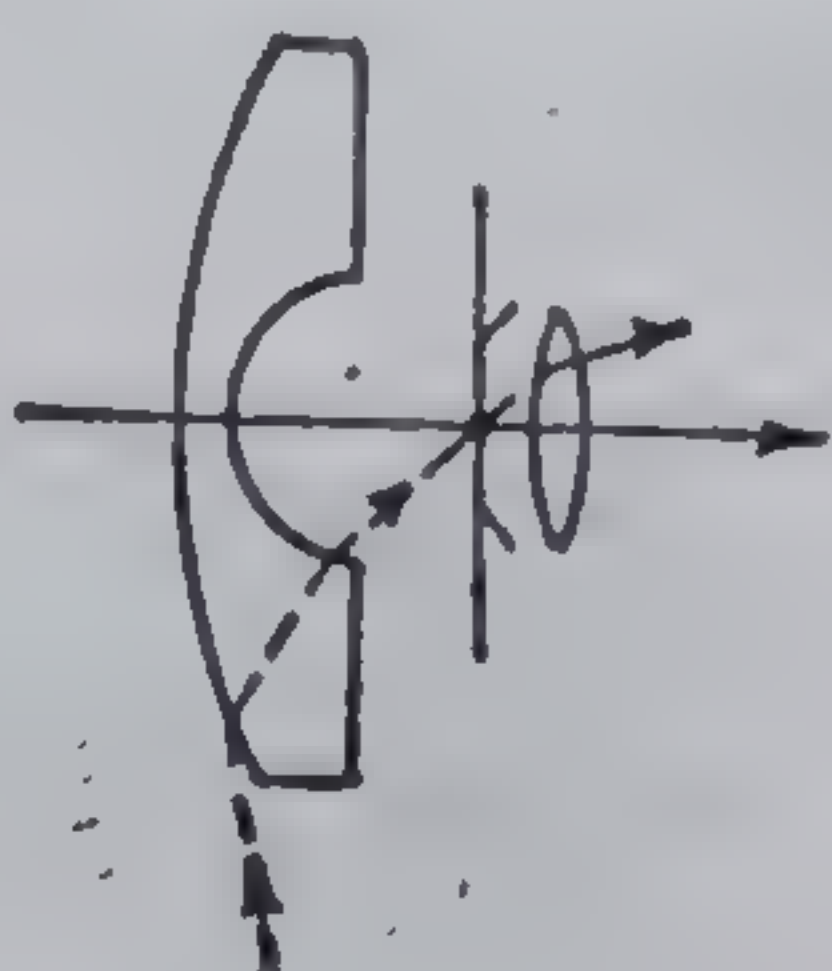
Tabelul 6.3. (continuare)

1

2

3

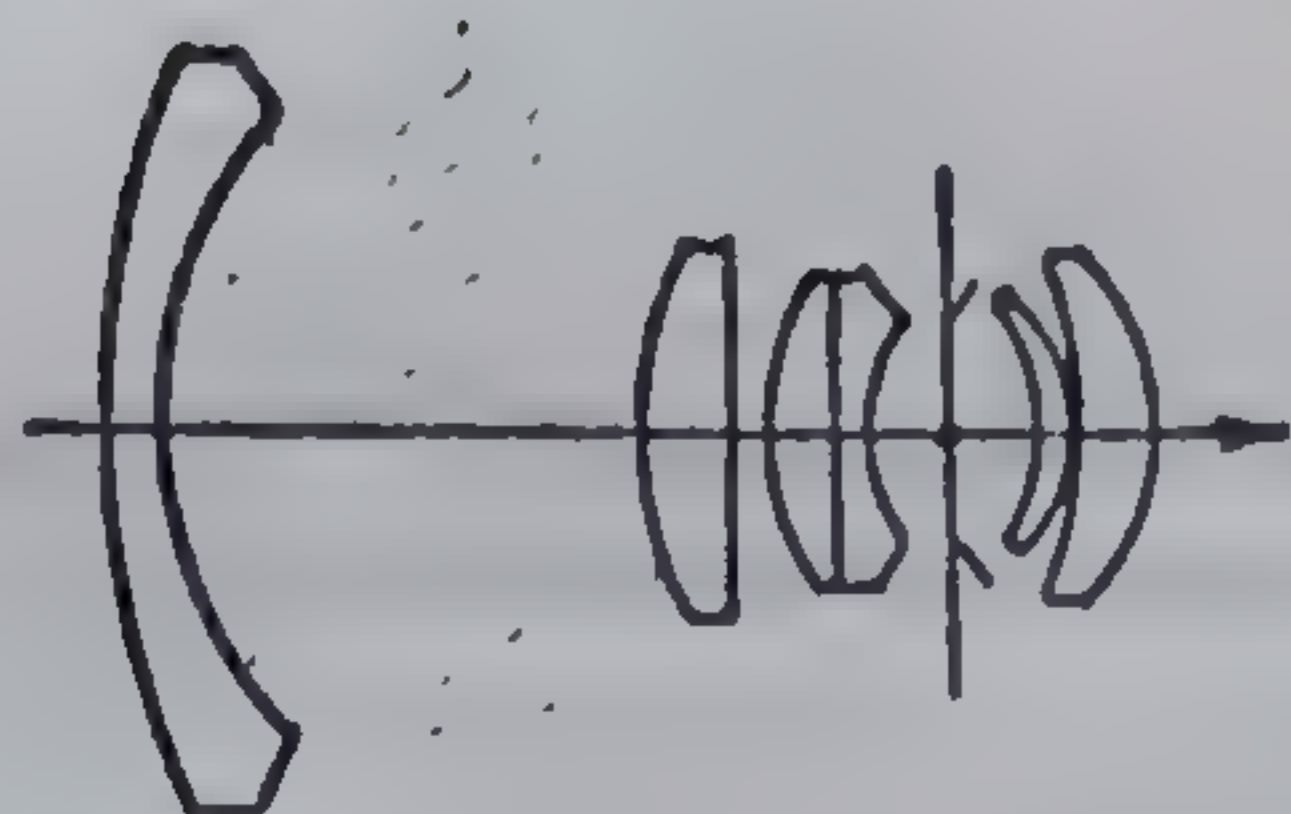
42



42. Suprarangularul Hávlicek, 1951
(JOSA 41 (1951) p. 1058—1059)

$N = 10$; $2\sigma = 200$; $S = +116,7$; $A = 0,006$;
 $P = -0,191$; $f'_2 = -f'_1 \approx f'$; $e \approx f'$; $s'_F \approx 2f'$;
 $f' = 11$ mm pentru microfotografie

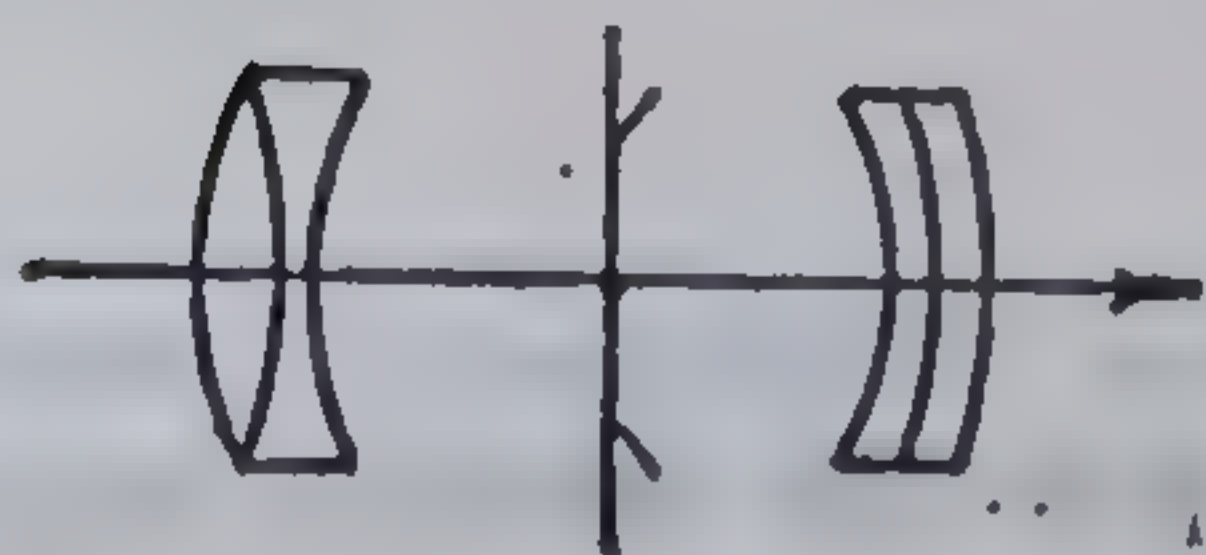
43



43. Distagonul (C. Zeiss-Oberkochen):

1) $N = 4$; $f' = 40$ mm; $2\sigma_p = 88^\circ$; 2) $N = 4$;
 $f' = 50$; $2\sigma_p = 77^\circ$; 3) $N = 3,5$; $f' = 30$;
 $2\sigma_p = 180^\circ$ (ochi de pește). Firma produce și
alte obiective Distagon

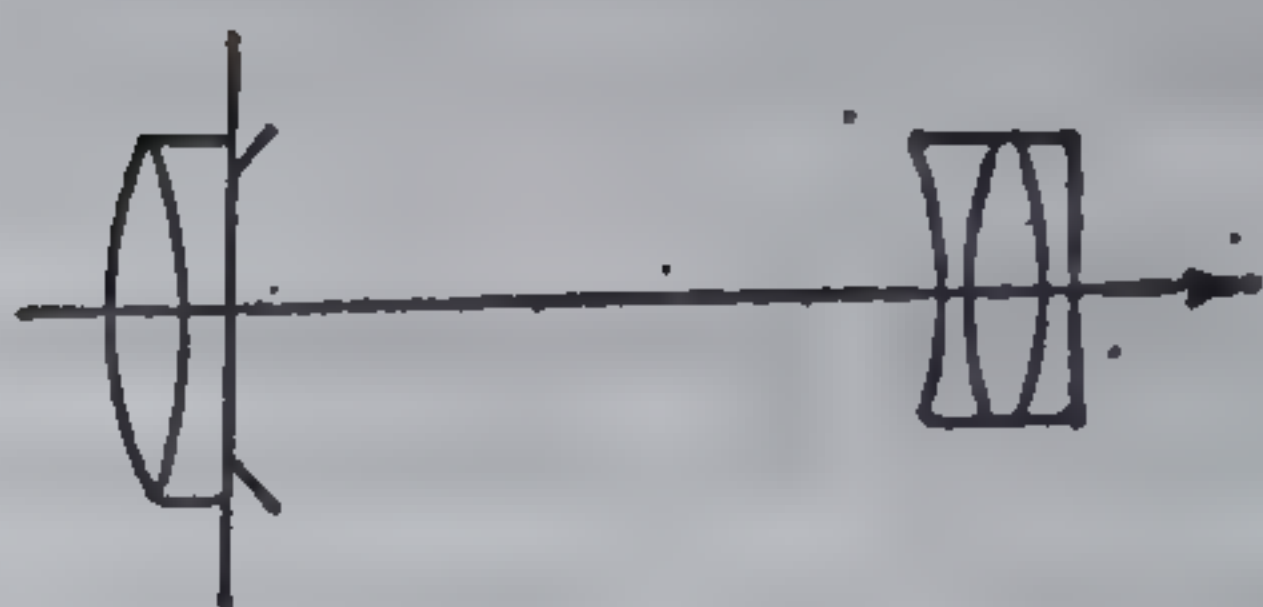
44



Teleobiective

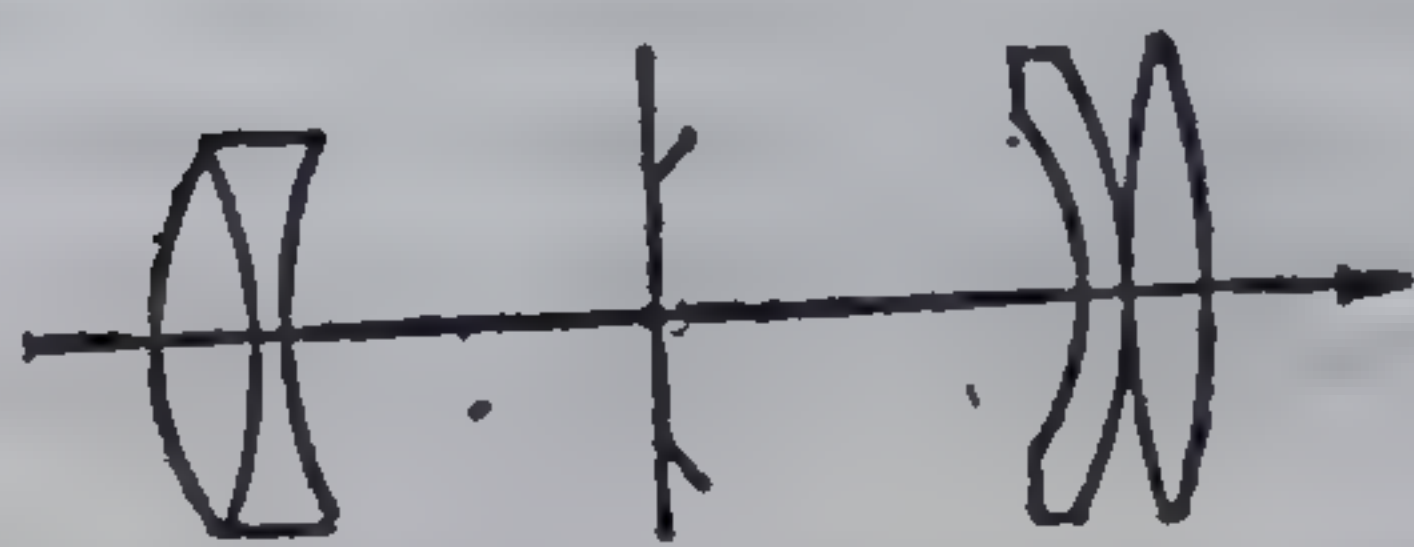
4. Bistelarul (F. P. 357071/1905): Primul
obiectiv a fost realizat de K. Martin la E. Busch
în Rathenov sub numele de Bistelar, cu $f'/f_1 =$
 $= 2,2$ și $a'_{2F}/f' = 0,625$; $N = 11$; $2\sigma_p = 36^\circ$.
Aberații mari în L_1 și L_3 , care se compensează.
Coeficienții D avînd același semn, se însumează.

45



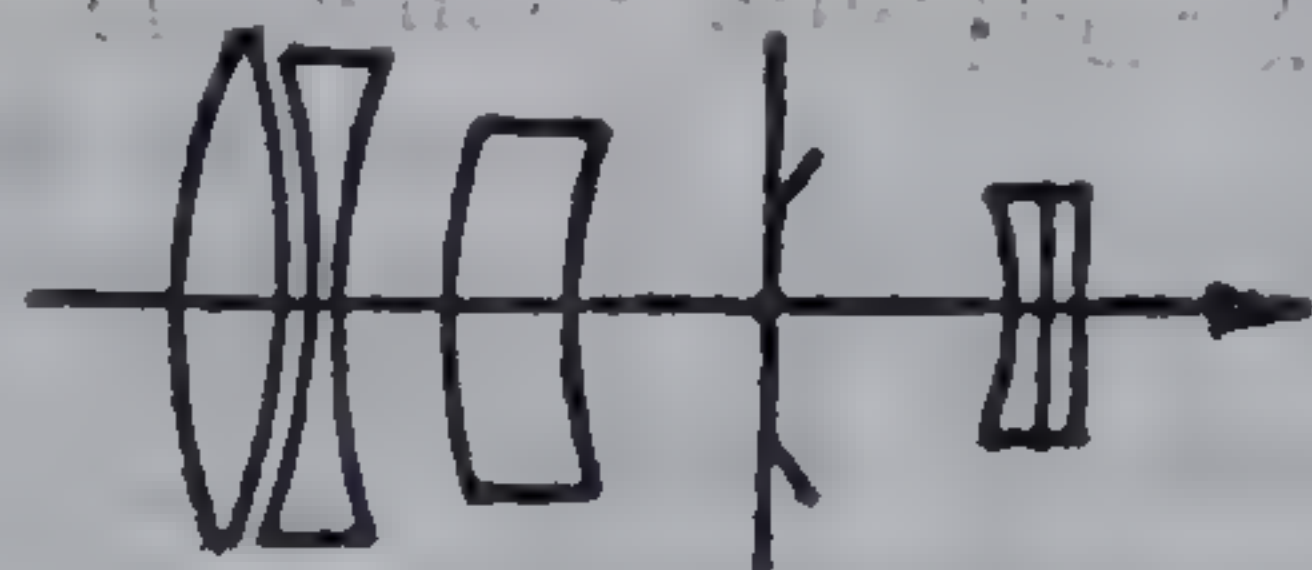
45. Magnarul (C. Zeiss): $f'/f'_1 = 4$;
 $a'_{2F} = 0,35$; se caracterizează prin focală mică.
După acestea au fost realizate numeroase con-
strucții perfecționate.

46



46. Telikonul, calculat de R. Richter
(C. Zeiss): Patent german 382977/1919; $N =$
 $= 6,3$; $2\sigma_p = 31^\circ$. Distorsiune nulă, prin folo-
sirea Tiefflinturilor

47



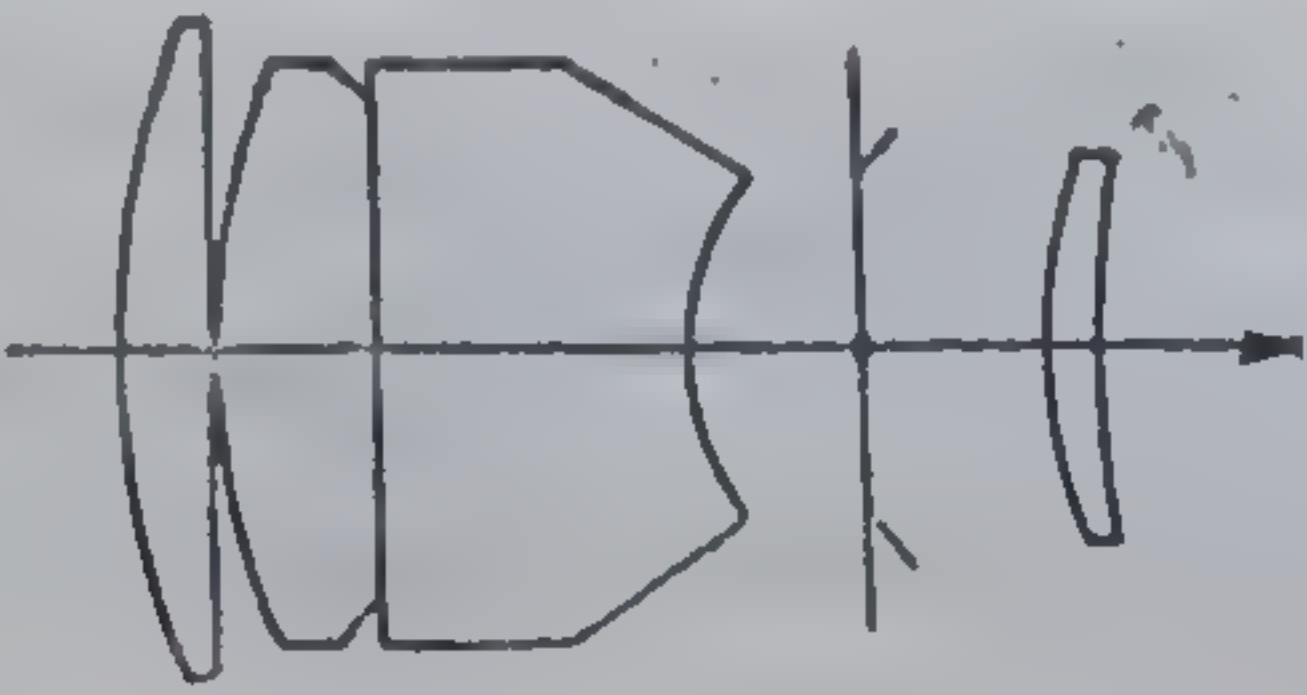
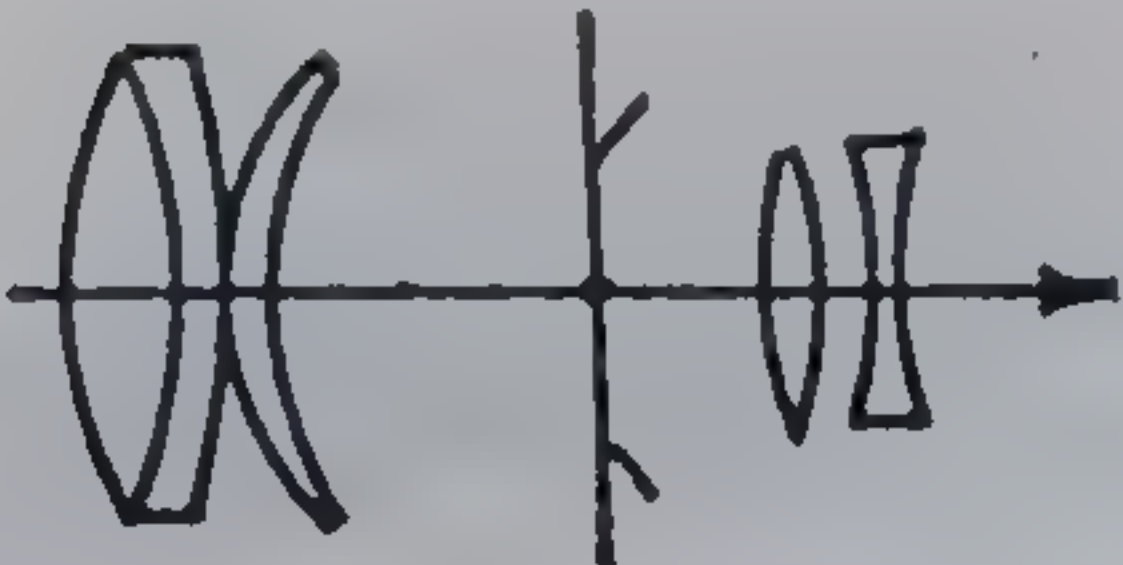
47. Domigorul 4/135 (Mayer) 24×36 .

48



48. Tele-Triplett. Patent german. $N = 3$;
 $f' = 200$; 300 firma Askania. Berlin — Frie-
denan, 24×36 Tele-Triplett C. Zeiss Oberkochen:
 $N = 4$; $f' = 250$; $2\sigma_p = 18^\circ$; 5 lentile $s =$
 $= -2,5 \dots -\infty$. Pentaconul I.O.R. are $N = 4$;
 $f' = 200$; $2\sigma_p = 12^\circ$.

Tabelul 6.3. (continuare)

1	2	3
49		49. Sonnar — C. Zeiss Jena: $N = 4$; $f' = 135$; $2\sigma_p = 18,5^\circ$; $s = -(\infty, \dots, 1)$ m; factorul de mărire față de $f' = 50$ mm: (2,7).
50		50. Elmar — R. (Leitz): $f'/P_t = 1/4$; $f' = 180$.

Notă: Firmele producătoare de obiective foto execută numeroase alte sisteme, derivate, în general, din cele prezentate mai sus.

6.7.3. Oglinda rabatabilă

Aceasta poate fi o oglindă plană propriu-zisă sau divizoare, rabatabilă, fără vibrații. Prima suprafață reflectantă este alcătuită dintr-un număr mare de straturi depuse prin în vid (v. § 4.1).

6.7.4. Sistemul de poziționare a obiectului

Poziționarea corectă a obiectului se realizează prin poziționarea axială și transversală a imaginii formată de obiectiv sau de un compensator telemetric. În timp ce pentru poziționarea transversală se urmărește încadrarea imaginii într-o figură geometrică corespunzătoare formatului $x'y'$, poziționarea axială se realizează prin deplasarea axială a obiectivului sau numai a unei părți din acesta pînă cînd imaginea obiectului apare clar pe un element optic de poziționare situat în planul imagine sau imaginile date de telemetru se suprapun.

Pentru exemplificare, în fig. 6.41 sînt reproduse elementele de poziționare utilizate la aparatul LEICA R-MOT (Leitz). La acesta, elementul de poziționare poate fi: suprafață complet mată, eventual cu un cerc în mijloc (fig. 6.41, a) pentru măsurarea selectivă, folosit la fotografierea cu tele-obiective; suprafața mată cu rețea (fig. 6.41, b), utilizată la fotografierea arhitecturală și la reproducere; suprafață cu microprisme triunghiulare mate cu zonă centrală clară (fig. 6.41, c); suprafață cu microprisme triunghiulare mate, un inel central cu diametrul de 7 mm, prevăzut cu microprisme cu patru muchii și o zonă centrală cu diametrul de trei mm, în care se află cele două prisme inverse ce alcătuiesc telemetrul reprezentat în fig. 9 din tabelul 4.9 (fig. 6.41, d); suprafața clară cu elemente de poziționare radială, folosită la fotografierea prin lunete sau microscopie (fig. 6.41, e). Aparatu-l

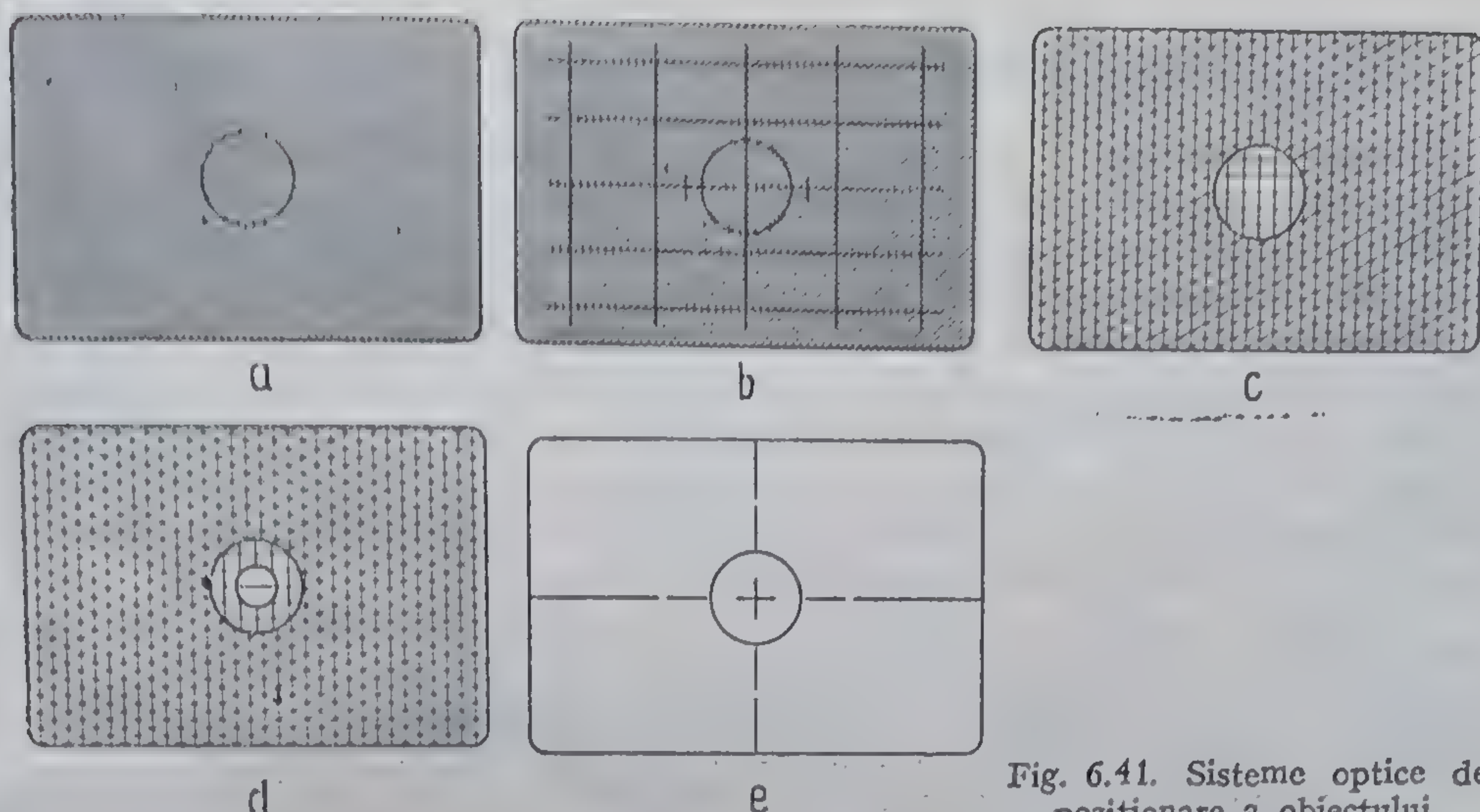


Fig. 6.41. Sisteme optice de poziționare a obiectului.

canon AL-1 are un sistem de punere la punct alcătuit din trei matrici CCD (v. § 7.4.3.1) și un microcomputer care comandă indicația luminoasă în vizor.

6.7.5. Obturatorul

Obturatorul are rolul de a permite expunerea filmului un anumit timp, stabilit de un mecanism special. Se cunosc două grupe de obturatoare: a) centrale, situate lângă diafragma de apertură D_A , adică lângă obiectiv sau în acesta și b) cu perdea (realizată din pânză sau din lamele de oțel), montat lângă diafragma de cîmp, adică în fața filmului și lângă acesta. În fig. 6.42 sînt reprezentate trei obturatoare mecanice pentru aparate fotografice.

La aparatele pentru fotografii din avion sînt necesare obturatoare centrale, pentru realizarea perspectivei centrale.

Pentru timpi de expunere extrem de scurți se folosesc efecte electro-optice: celula Kerr, rotirea planului de polarizare în sticlă prin cîmpuri magnetice (obturatorul Faraday).

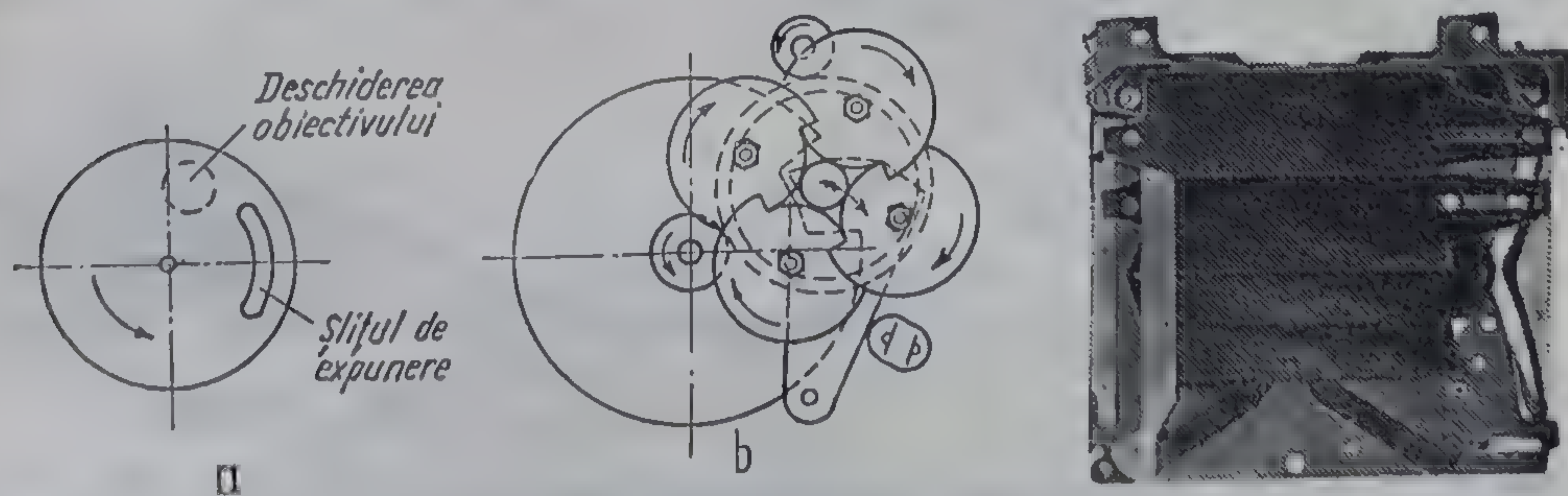


Fig. 6.42. Obturatoare:
a — central cu șliț de expunere; b — central cu roți danturate; c — perdea cu lamele din oțel comandate electronic.

6.7.6. Reglarea expunerii

Pentru o expunere corectă a stratului fotosensibil se reglează manual sau automat numărul de deschidere sau timpul de expunere, pe baza informațiilor obținute prin măsurarea exterioară sau interioară (prin obiectiv) a fluxului luminos provenit de la obiect, ultima metodă fiind net superioară.

Reglarea automată a timpului de expunere este necesară atunci când, datorită unei anumite profunzimi necesare, se preselectează numărul de diafragmă. În acest caz fluxul luminos poate fi măsurat: a) *integral* și parțial-integral, adică în tot câmpul, dacă elementele obiectului nu se diferențiază prin contrast puternic și b) *selectiv*, adică numai în zona centrală, dacă elementele obiectului prezintă mari diferențe de contrast.

Reglarea automată a diafragmei este necesară atunci când trebuie impus timpul (de exemplu timpi scurți pentru obiecte în mișcare, timpi lungi la fotografierea pe timpul nopții, fotografierea cu teleobiective etc.). În acest caz, măsurarea fluxului luminos nu poate fi efectuată decât integral.

În fig. 6.43, *a* se observă cum fluxul luminos din zona centrală este condus spre fotorezistența F_R , cu ajutorul oglinzilor. Prin forma sa constructivă prisma divizoare P_d nu permite reflectarea luminii pe cateta de lângă fotorezistență, deoarece suprafața acesteia are o structură prismatică (fig. 6.43, *b*). În fig. 6.44 este redată schema automaticii de măsurare interioară a fluxului și de reglare a diafragmei, schemă ale cărei componente electrice sînt: fotorezistența, instrumentul de măsurare cu magnet interior și sursa de energie. Prin variația diafragmei se aduce acul indicator la zero.

La fotocamera Praktica EE 2 se preselectează diafragma și timpul de expunere se reglează automat, fără trepte, de la 0,001 s la 1 s, prin măsurarea interioară, cu diafragma complet deschisă, folosind un obturator cu perdea comandat electronic.

Oglinda O_o din fig. 6.36 reflectă spre vizor circa 3/4 din fluxul luminos, în timp ce 1/4 din acesta trece spre fotorezistența F_R și deci folosește la reglarea timpului de expunere. Oglinda constituie un polarizor parțial. Dacă,

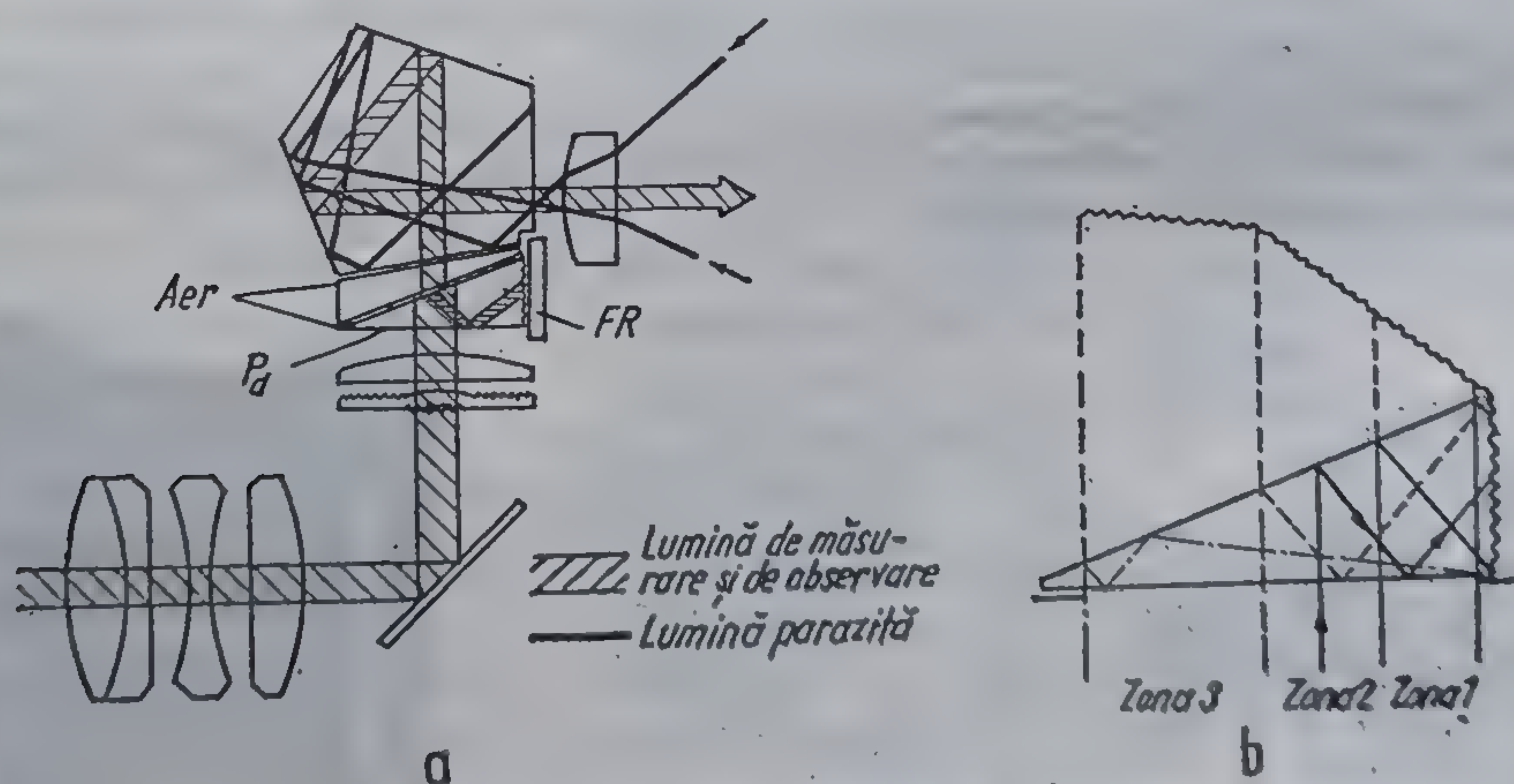


Fig. 6.43. Selectarea fluxului luminos pentru expunerea automată și obturarea luminii parazite:
a — divizorul cu măsurarea internă a fluxului (Practica mat); *b* — divizorul prismatic.!!

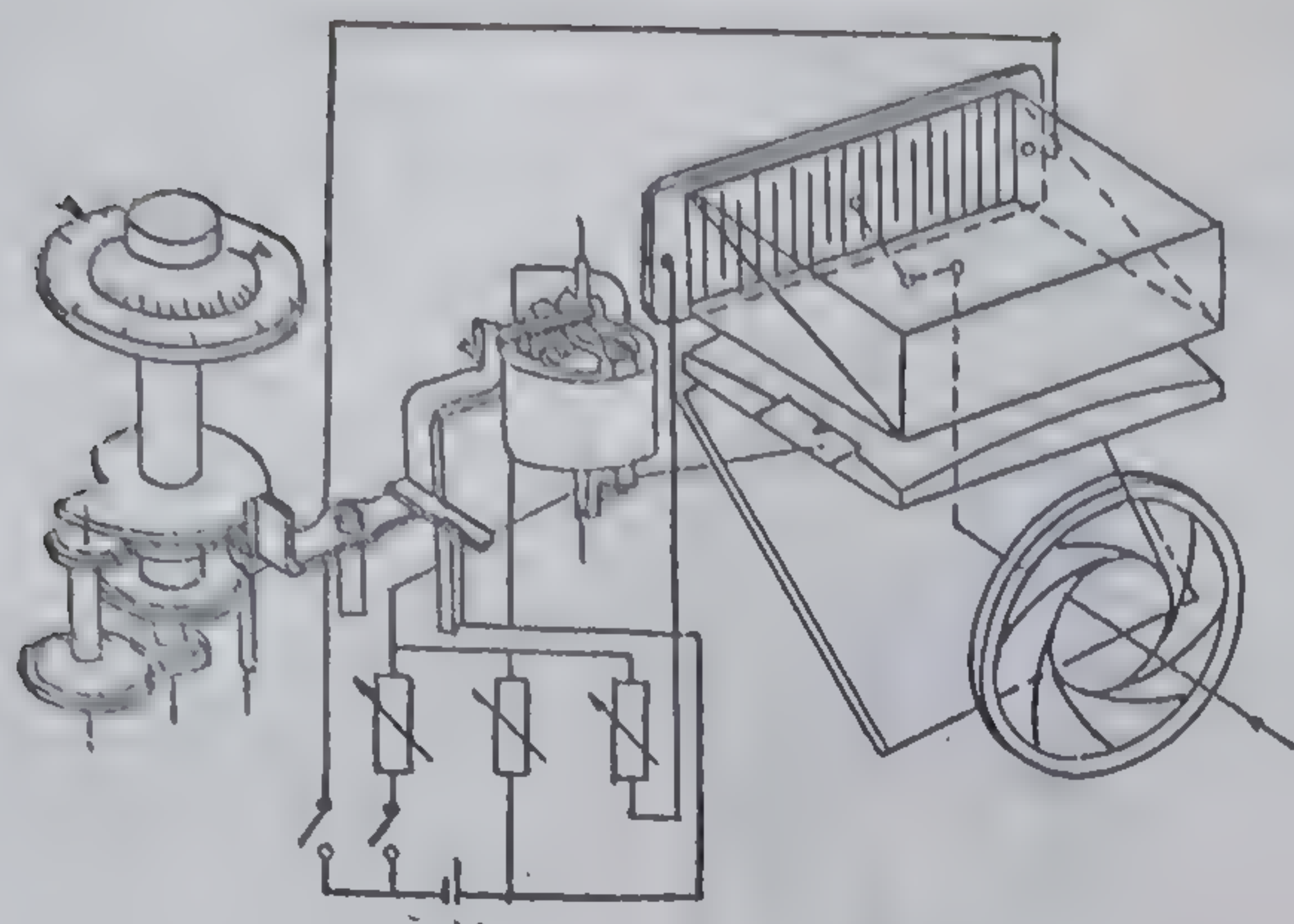


Fig. 6.44. Automatica de expunere la Practica mat.

pentru fotografiere, în fața obiectivului se montează un polarizor P cu planul de vibrație în planul desenului, atunci spre vizor se reflectă circa 62% din flux și spre fotorezistență 38%. Din acest motiv se obțin timpi de expunere prea scurți. Dacă planul de vibrație este perpendicular, pe fotorezistență ajunge doar 12% din flux și rezultă timpi prea lungi. Acest neajuns poate fi înlăturat dacă pe suprafața posterioară a polarizorului P se lipește o lamă $\lambda/4$, al cărei plan de vibrație face un unghi de 45° cu planul de vibrație al polarizatorului P . În acest mod lumina care intră în obiectiv este divizată în două componente perpendiculare polarizate, cu diferența de drum $\lambda/4$, adică o diferență de fază $\varphi = \pi/2$. Proiecția traiectoriei de vibrație pe un plan perpendicular pe axa optică reprezintă un cerc, adică există simetrie completă în propagarea luminii, iar distribuția luminii nu depinde de polarizorul P .

6.7.7. Vizorul

Vizorul are rolul de a permite observarea poziției imaginii obiectului. Este avantajos ca imaginea să fie complet redresată și, pe cât posibil, mărită. Se cunosc următoarele tipuri de vizoare:

a. *Vizorul simplu* (fig. 6.45, a), este alcătuit din două diafragme aliniate și astfel dimensionate încât câmpul unghiular să fie egal cu cel al obiectivului $2\sigma_p$. Obiectul este văzut în mărime naturală.

b. *Vizorul Albada* (fig. 6.45, b) numit vizor colimator sau vizor sport, datează din anul 1925. Lama plan-paralelă L este constituită din două lentile cu suprafața de lipire semioglină L_a . În planul focal al oglinzii se află o ramă R albă pe un perete negru P , prevăzut cu o fereastră prin care ochiul vede obiectul în mărime naturală cuprins în rama R . Dacă axa vizorului este paralelă cu axa obiectivului, la observarea obiectelor apropiate apare paralaxă. Compensarea paralaxei se realizează prin înclinarea vizorului față de obiectiv, funcție de distanța la care se află obiectul. Această compensare se realizează simultan cu punerea la punct, prin intermediul unor mecanisme cu pîrghii și camă.

c. *Vizorul Newton* (fig. 6.45, c) este o lunetă Galilei inversată, fapt pentru care se mai numește și vizor Galilei. Diafragma de câmp D_c are forma potrivită formatului obiectului $a \times b$. Imaginea obiectului apare dreaptă, virtual

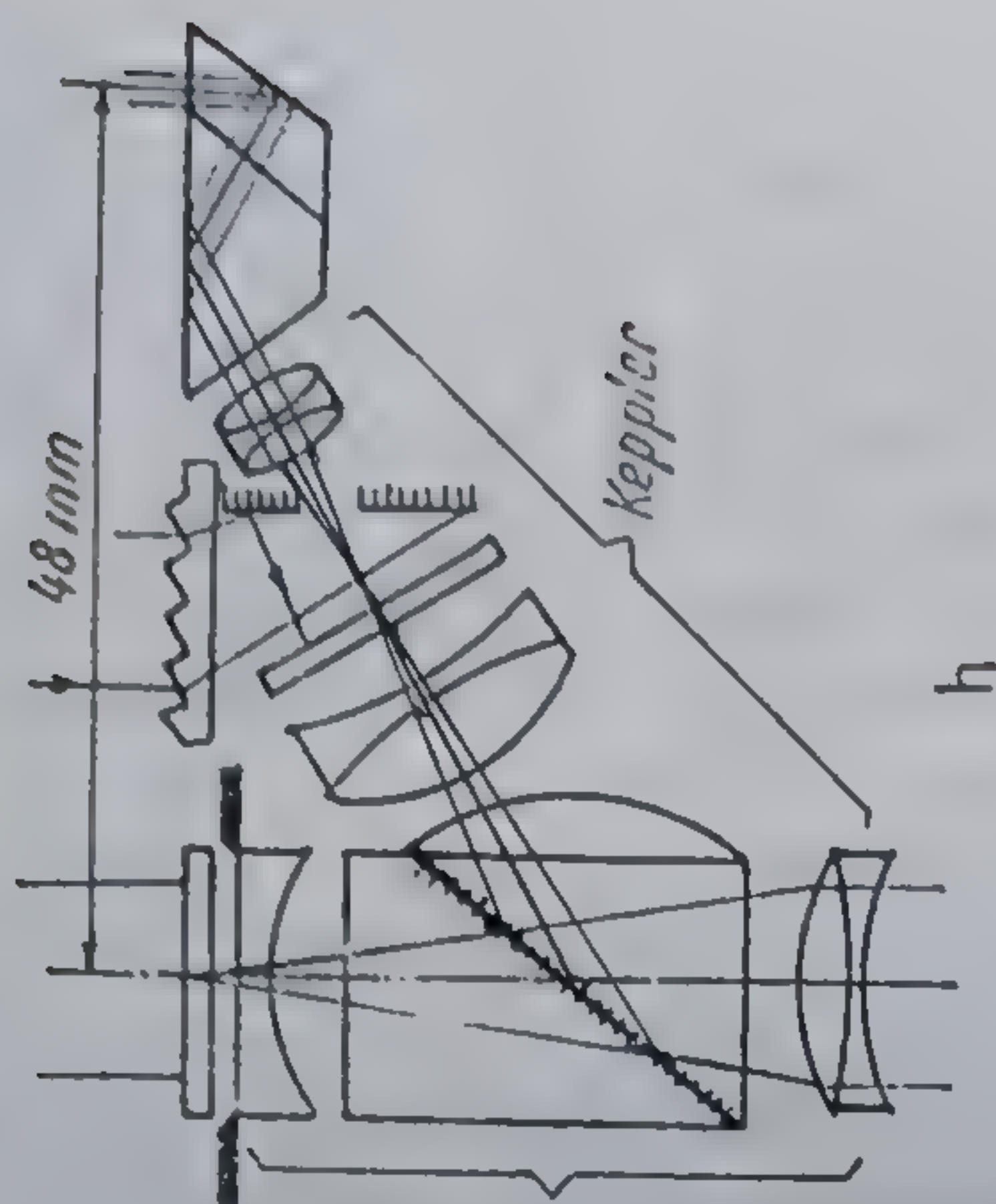
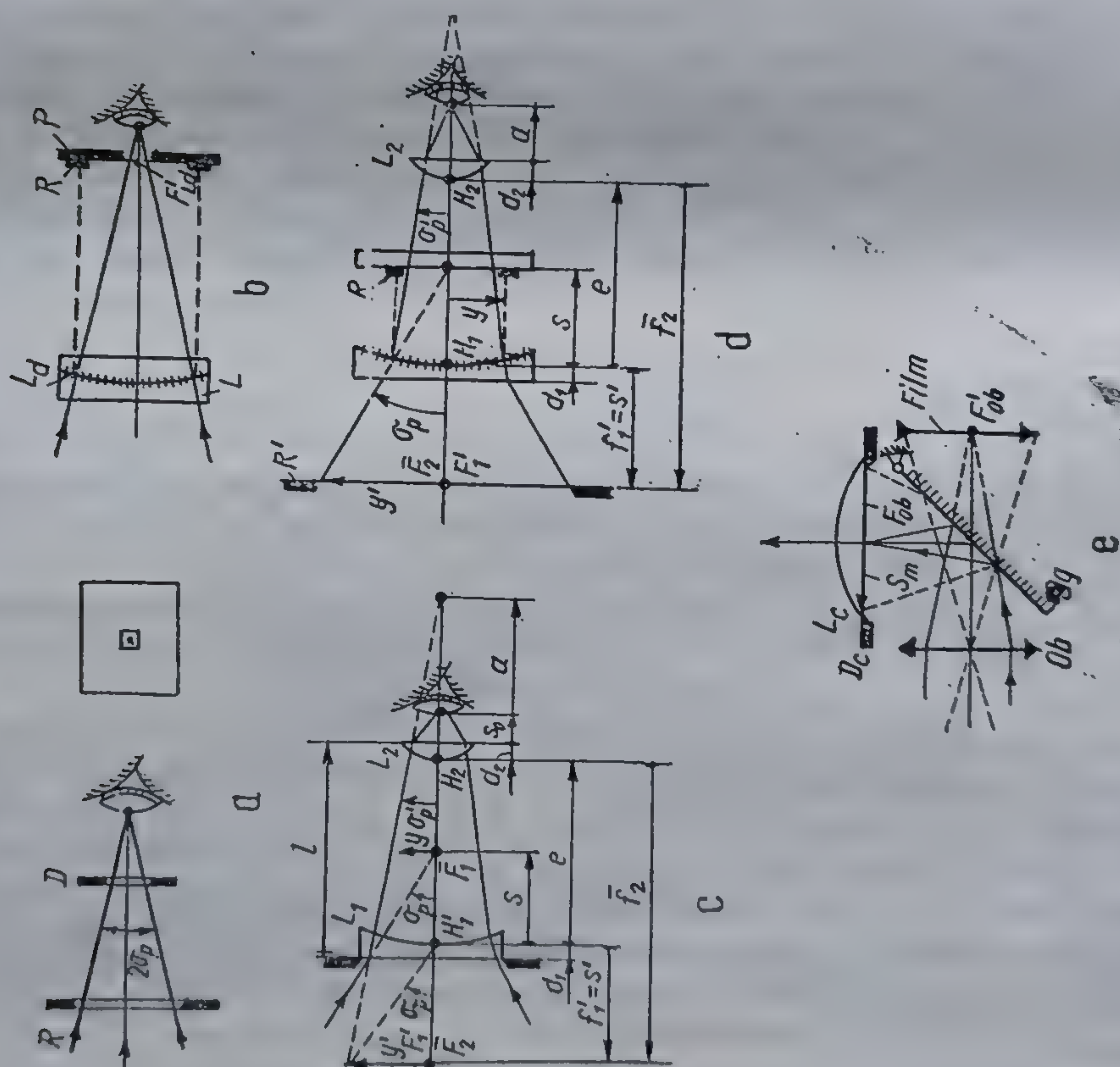


Fig. 6.45. Vizoare pentru aparate foto:

a — cu diafragme aliniate; b — Albada; c — Newton (lunetă Galilei inversată); d — Galilei cu cadrul între lentile; e — reflex; f — Kepler cu redresare completă; g — Kepler cu redresare completă; h — Newton complet cu rame.



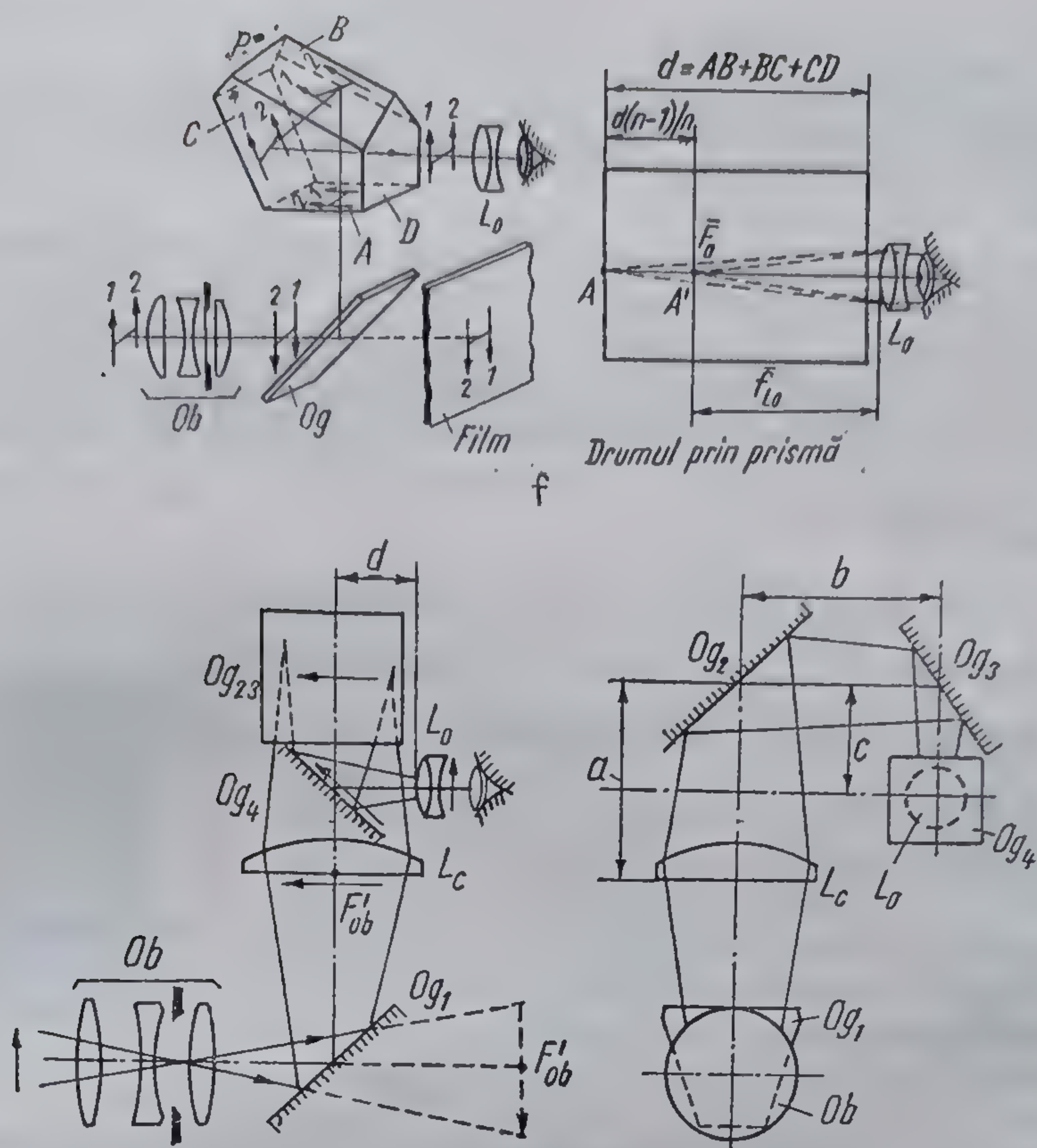


Fig. 6.45. f, g

și neclară. Pentru a mări claritatea imaginii, lentila de ochi L_2 trebuie să aibă un diametru foarte mic.

Elementele inițiale pentru calculul acestui vizor sînt: f'_{ob} ; $a \times b$; lungimea l abscisa pupilei de ieșire $s'_0 = (6 \dots 10)$ mm și grosimentul vizorului $\Gamma = 15 \cdot 10^{-3} f'_{ob}$, în care f'_{ob} se introduce în mm. Așadar, pentru focale mici grosimentul este mic, iar pentru teleobiective $\Gamma = 10 - 15 \times$. Pentru $\Gamma < 0,55$ rezultă diametre prea mari pentru lentila L_1 , iar pentru $\Gamma > 0,85$ apar aberații și lentilele devin dublete lipite ori nelipite. Cîmpul unghiular al vizorului se ia mai mare sau egal cu cel al obiectivului. De aceea, la unele camere fotografice, se schimbă vizorul funcție de distanța focală sau se folosește un vizor cu cadru variabil, de construcție specială. Relații de calcul:

$$s'_0 = a; e = \overrightarrow{H'_1 H_2} = l - (d_1 + d_2) = f'_1 + f'_2 > 0;$$

$$\Gamma = f'_1 / f'_2; f'_1 = \frac{\Gamma e}{\Gamma - 1}; f'_2 = e - f'_1;$$

$$\text{tg} \sigma_p = d / 2 f'_{ob}; s = a + e; 1/s' - 1/s = 1/f';$$

$$s' = s f' / (s + f'); h = \text{tg} \sigma_p \cdot \frac{f'_1 (a + e)}{a + e - f'_1}.$$

Exemplu numeric (în mm): $f'_{ob} = 38$; $a \times b = 26 \times 36$; $l = 32$; $d_1 = 2$; $d_2 = 3$; $\Gamma = 0,7$; $s'_0 = 8$.

Rezultă: $l - (d_1 + d_2) = 27$; $f'_1 = -63$; $f'_2 = +90$; $\text{tg}\sigma_p = 0,342$; $\sigma_p = 18,9^\circ$; $h \approx 7,7$; $2h = 15,4$. Se alege $n = 1,523$ și rezultă $r_1 = \infty$; $r_2 = -32,95$; $r_3 = 47,07$; $r_4 = \infty$.

d. *Vizorul Galilei cu cadrul situat între lentile (fig. 6.45, d).* Acest vizor reprezintă o combinație între vizoarele Albada și Newton. Imaginea dată de obiectiv este situată în cadrul R de pe lama plan-paralelă. Imaginea R' a cadrului R situate la înălțimile y' și respectiv y , trebuie observate de ochi în repaus și deci y' trebuie să se afle în planul focal obiect al lentilei de ochi L_2 . Suprafața concavă a lentilei L_1 este semioglindă.

Relații de calcul:

$$1/f'_1 = 2/r = 1/s' - 1/s; s = r s' / (r + 2s') = f'_2 (r_2 + 2f'_1);$$

$$f'_1 = r_2(n - 1); s = r_2 / (n + 1); \text{tg}\sigma_p = y' / f'_2;$$

$$\text{tg}\sigma'_p = \Gamma \cdot \text{tg}\sigma_p; y' = f'_2 \Gamma \text{tg}\sigma_p; \beta' = y' / y = s' / s;$$

$$s' = f'_1; y = \Gamma s \text{tg}\sigma_p f'_2 / f'_1; y = s \text{tg}\sigma_p;$$

$$\text{tg}\sigma_p = b / 2f'_{ob}.$$

e. *Vizorul reflex simplu (fig. 6.45, e)* prezintă avantajul încadrării obiectului cu paralaxă nulă și poziționării axiale mult mai precise.

Obiectivul O_b formează imaginea reală a obiectului pe diafragma D_c , conjugată față de oglinda rabatabilă O_g cu planul focal imagine al obiectivului F' , plan în care este situat filmul. Lentila de cîmp L_c formează imaginea obiectivului O_b la distanța de 250 mm și permite observarea obiectului. La aparatele moderne în planul diafragmei D_c se montează un element de poziționare axială a imaginii obiectului S_m (geam mat; geam cu micropismetc.) Se menționează că oglinda plană O_g redresează imaginea stînga-dreapta.

O deplasare axială ori transversală x a oglinzii față de poziția sa teoretică face ca imaginea să nu se mai formeze pe suprafața S_m și deci se efectuează o punere la punct falsă.

f. *Vizorul reflex cu redresare completă (fig. 6.45, f)* conține o pentaprizmă cu acoperiș care are suprafața de bază mățuită și situată simetric cu filmul față de oglinda plană rabatabilă O_g . Sistemul optic convergent L_0 trebuie să aibă focarul obiect suprapus cu imaginea virtuală A' a obiectului dată de lama plan-paralelă echivalentă prisme acoperiș.

g. *Vizorul Kepler* este o lunetă Kepler (fig. 6.45, g), alcătuită dintr-o lentilă plan-convexă L_c cu suprafața plană ca element de poziționare a imaginii și lentila de ochi L_o , care poate fi un dublet lipit, cu montură specială pentru compensarea anomaliilor ochiului. Pentru redresarea imaginii se folosește o pentaprizmă cu acoperiș (v. fig. 6.37; 6.43, a și 6.45, f), sau un sistem alcătuit din oglinzi plane (fig. 6.45, g). Printr-o formă adecvată a acesteia, se elimină complet influența luminii parazite (v. fig. 6.43, a). În fig. 6.45, h este reprezentat vizorul combinat cu telemetrul, folosit la camera Leica M4-P (firma Leitz).

6.7.8. Diafragma de deschidere

Diafragma de deschidere este de tip iris. Construcția și schemele de calcul sînt reprezentate în fig. 6.46. Relații de calcul:

$$\overline{O_1 O_2} \geq r + r_b; \quad r^2 = \left(\frac{r + r_b}{2} \right)^2 + \left(\frac{r_b - \rho_{min}}{2} \right)^2;$$

$$r = \frac{1}{3} [r_b + \sqrt{7r_b^2 - 3\rho_{min}(2r_b - \rho_{min})}];$$

$$r_H = 2r - r_b; \quad \sin \frac{\gamma}{2} = \frac{r + r_b}{2r}; \quad \gamma = \arcsin \frac{r + r_b}{2r};$$

$$r_1 = r - r_b; \quad n = 360/\varepsilon; \quad \varepsilon = \beta'_1 - \beta'_2;$$

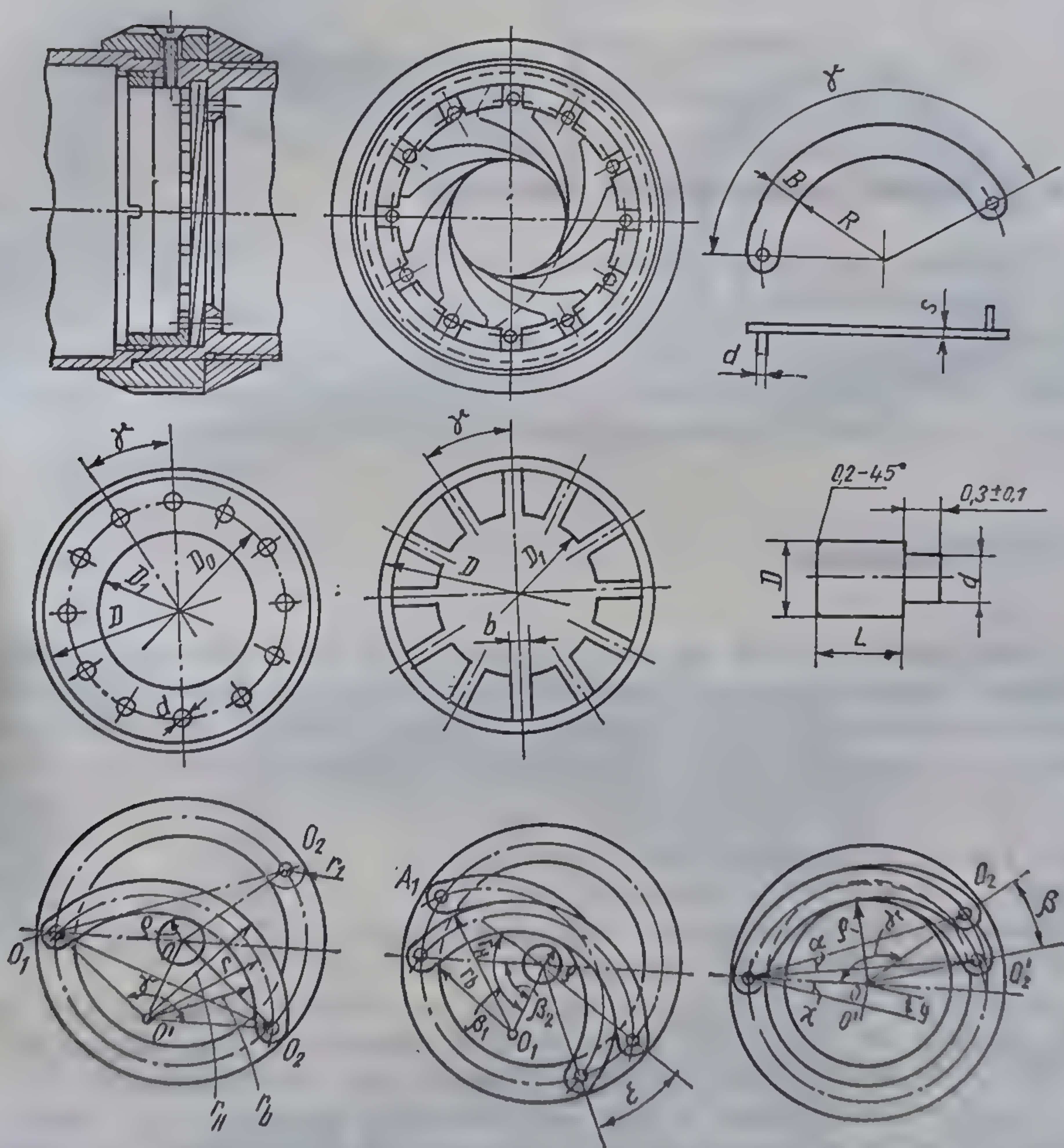


Fig. 6.46. Diafragma:

a — diafragme iris; b — fante cu deschidere continuu variabile și măsurabile.

$$\cos \beta_2 = \frac{r_b - \rho_{mtn}}{2r_b}; \quad \cos \beta_1 = \frac{r^2 + (r_b - \rho_{mtn})^2 - r_{II}^2}{2r_b(r_b - \rho_{mtn})};$$

$$T = \frac{\sin \gamma}{360}; s = 0,05 \dots 0,1 \text{ mm.}$$

$$\rho = r_b - y = r_b - 2r \sin \frac{\alpha}{2}; \quad \sin \frac{\alpha}{2} = \frac{r_b - \rho}{2r};$$

$$\beta = 2\alpha; \sin \frac{\beta}{4} = \frac{r_b - \rho}{2r}; a = r + r_b;$$

$$\operatorname{tg}(\beta + \gamma) = \frac{\cos(\gamma/2 + \alpha)}{r/a - \sin(\gamma/2 + \alpha)}; \quad k = \frac{r}{r + r_b}$$

$$\beta = \arctg \left(\frac{\cos \alpha - k \operatorname{tg} \gamma}{\operatorname{tg} \gamma \cos \alpha + k} \right); \quad \alpha = \frac{\gamma}{2} + 2 \arcsin \frac{r_b - \rho}{2r}.$$

6.7.9. Monturi pentru obiective fotografice

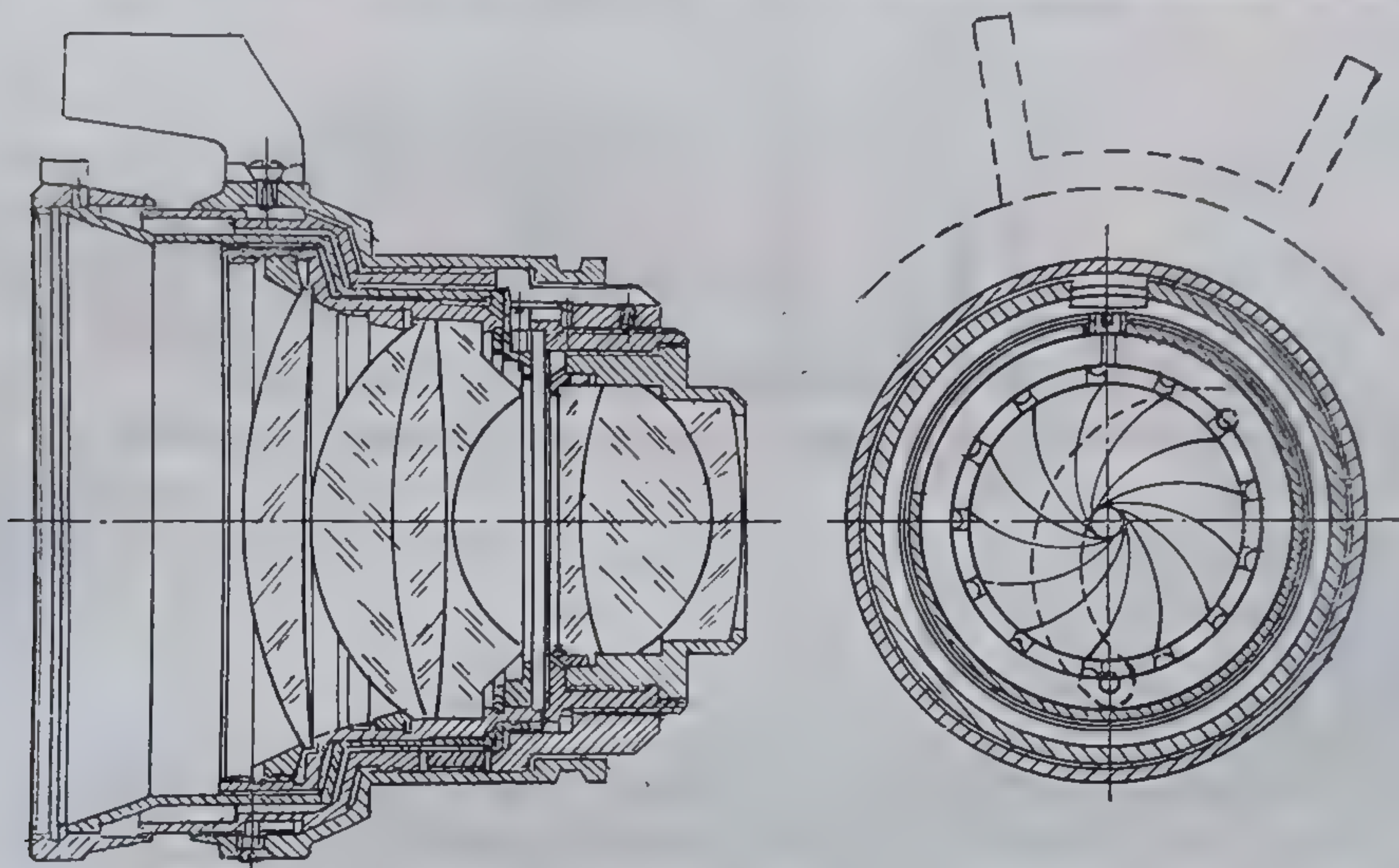
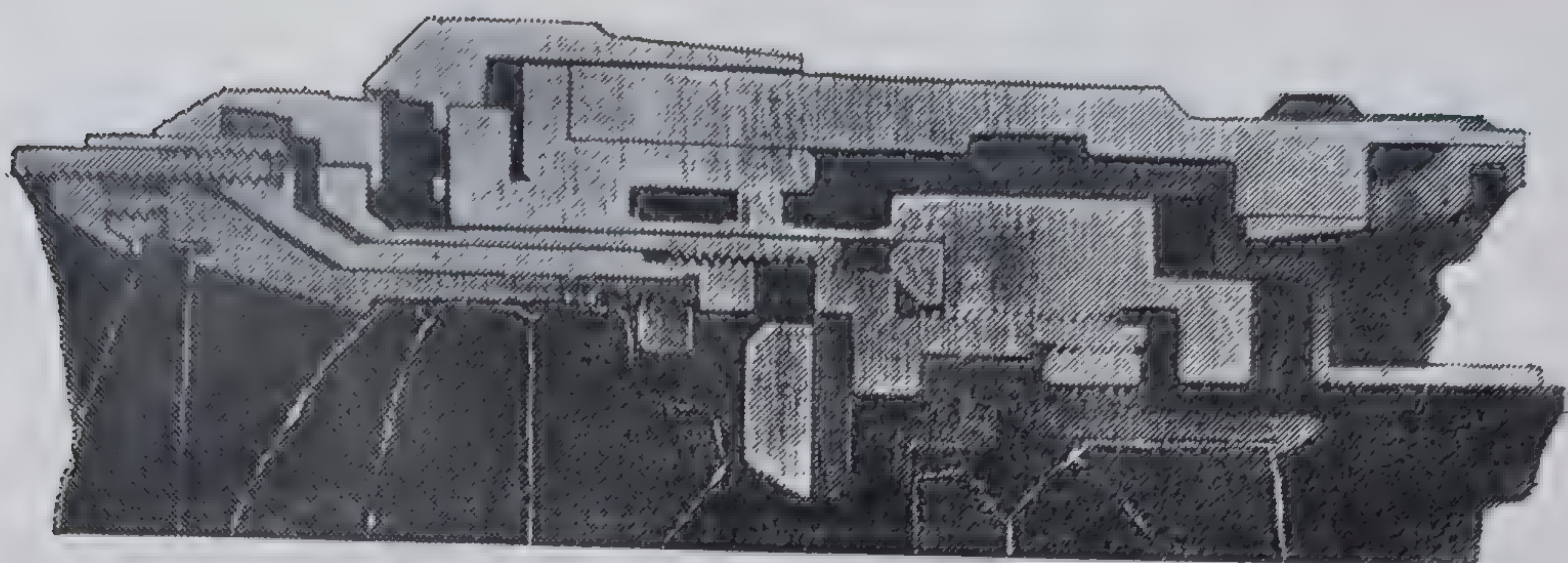
În fig. 6.47, sînt redată sec iunile unor obiective de construcție mai vechi, la care, în scopul centrării, lentilele au fost debordate  i apoi fixate cu inele filetate (fig. 6.47, *a*)  i prin sertizare (fig. 6.47, *b*).  n fig. 6.48 se constata că, de i lentilele au fost fixate cu inele filetate, ele nu au fost debordate în scopul centrării; aici monturile lentilelor au fost strun ite precis cu diamant în raport cu axa optică. Precizia de centrare este net superioară.

6.8. Colimatoare

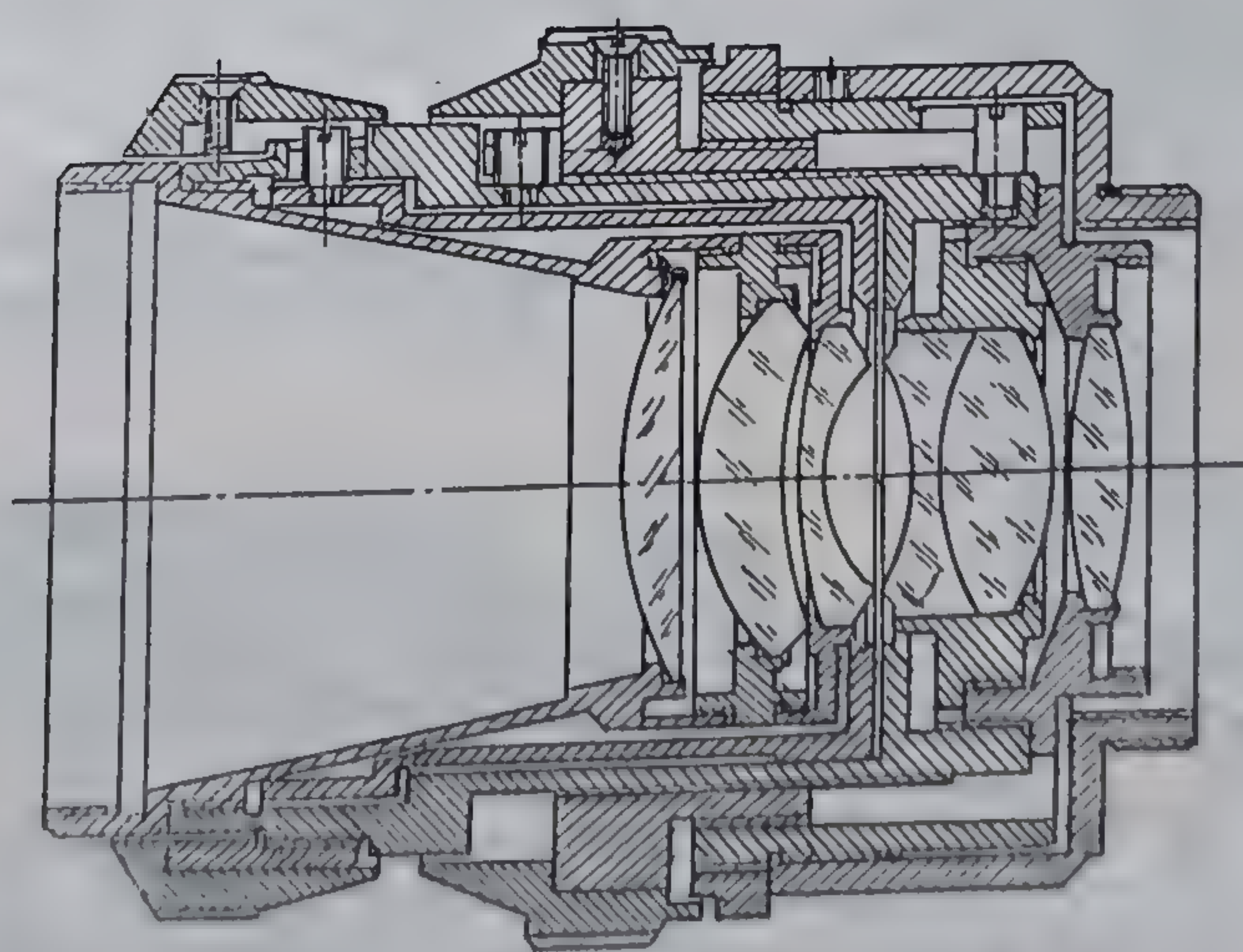
Colimatorul (fig. 6.49, *a*) este un aparat optic care realizează la infinit imaginea telecentrică a unui obiect (reticul, diafragmă, fantă). Principalele sale componente sînt: sursa S , geamul mat G_m . Filtrul F , reticulul R , diafragma de cîmp D_c (montura reticulului) și obiectivul O_b . Deoarece geamul mat nu asigură o iluminare uniformă se recomandă utilizarea schemei din fig. 6.48, *c*, în care oglinda O_g poate lipsi, dacă colectorul C are deschidere mare. Filtrul F se montează în fața reticulului. Caracteristici: $\Omega = D_{ob}/f'_{ob} = 1/10 \dots 1/5$; $f' = 50 \dots 1000$ mm; $D_{ob} = P_1 = 20 \dots 100$ mm. Obiectivul colimatorului funcționează ca o lupă cu grosimentul $\Gamma = 250/f'_{ob}$, mărind cîmpul imagine la infinit; $2y' = 2y\Gamma_{ob} = 2y \cdot 250/f'_{ob}$.

Obiectivul este, de cele mai multe ori, un simplet acromatic sau aplo-

Deoarece este necesar și util doar fasciculul paralel cu axa optică, se recomandă surse cu dimensiuni mici: Diametrul util al reticulului (fig. 6.49, b): $D_R = 2y = D_c = 2f'_{ob} \operatorname{tg} \sigma_p = 2n\Delta$, în care n este numărul de diviziuni, iar Δ — mărimea unei diviziuni.



a



b

Fig. 6.47. Objective foto:
a — Sonnar (C. Zeiss-Jena); b — Xenon (Schneider).

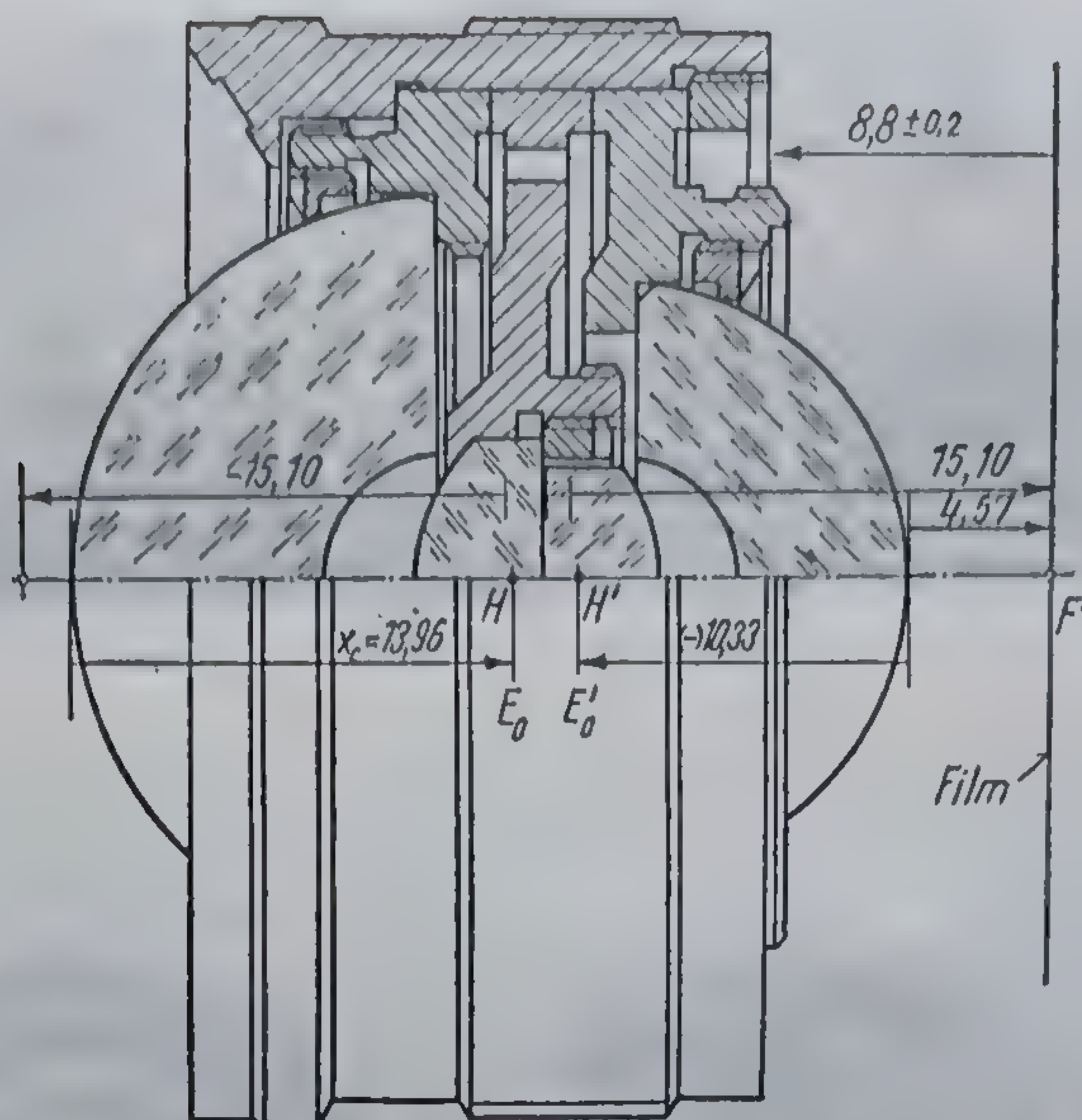


Fig. 6.48. Obiectivul Hologon $f = 15,1$ mm (C. Zeiss-Oberkochen).

Colimatorul fiind întotdeauna conjugat cu o lunetă reglată la infinit, pentru măsurări precise, este necesar ca imaginea grosimii g_{RC} a reperului colimatorului să fie egală cu grosimea g_{RL} a reperului reticulului lunetei de observare și ambele să poată fi observate de ochi. Deci se poate scrie:

$$g_{RC} \Gamma_C \cdot \frac{1}{\Gamma_L} \cdot \Gamma_{oc} > 250 \cdot \text{tg } 60'' = 0,075 \text{ mm. Așadar, } g_{RC} \cdot \frac{250}{f'_C} \cdot \frac{f'_L}{250} \cdot \frac{250}{f'_{0s}} =$$

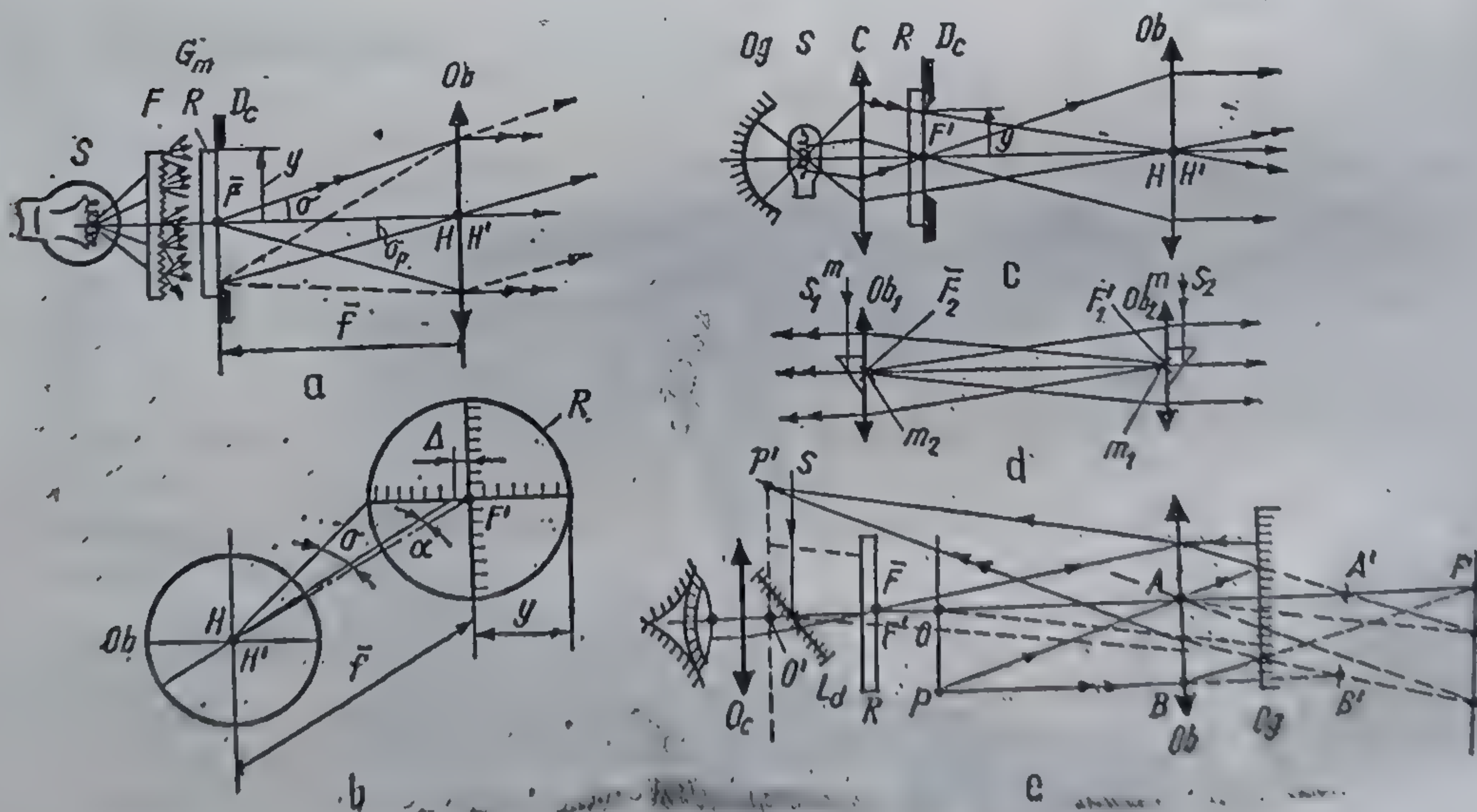


Fig. 6.49. Colimatoare:

a — simplu; b — schemă pentru calculul reticulului; c — cu iluminare completă; d — dublu Brandner; e — schemă pentru ajustare.

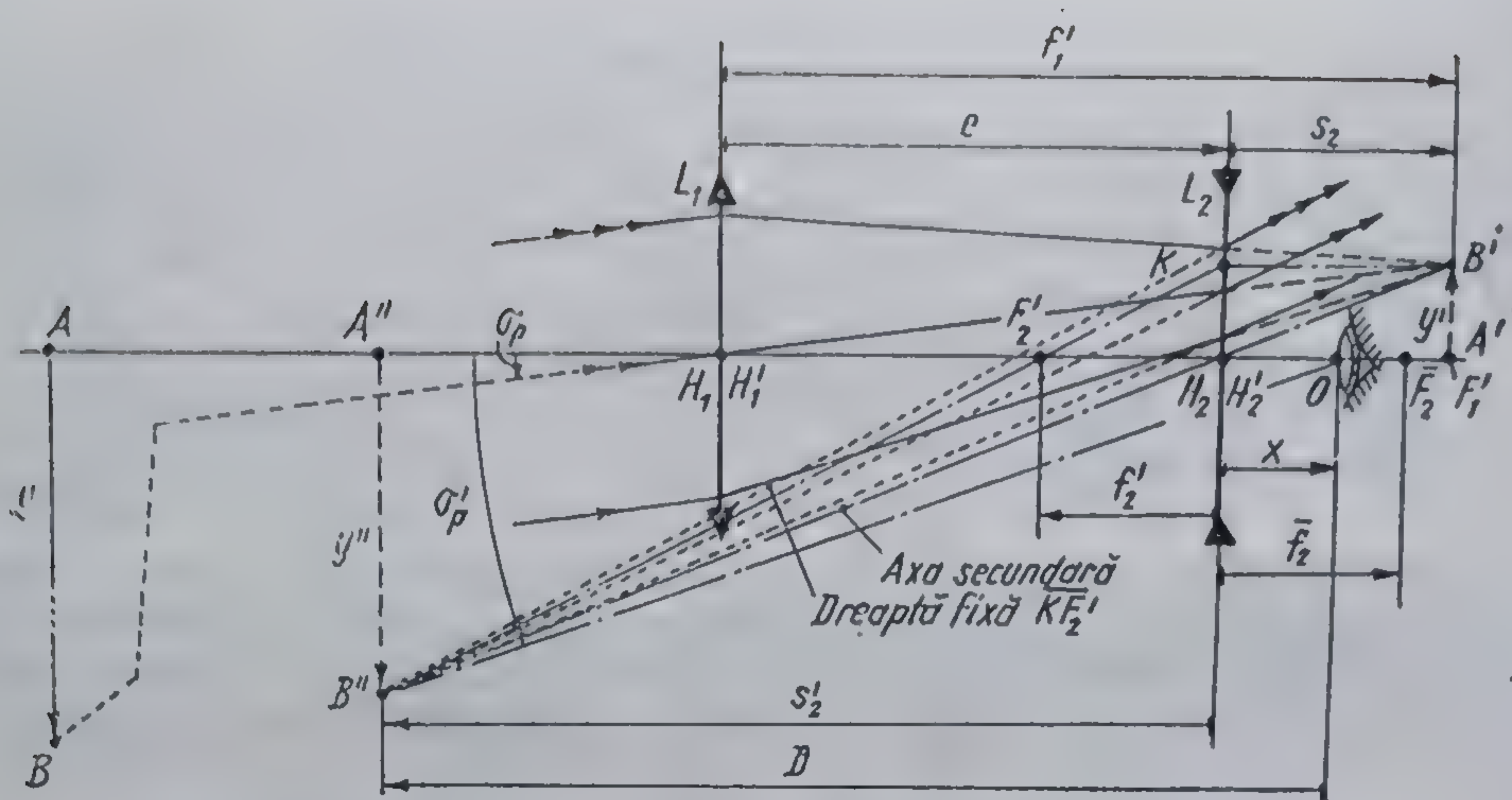


Fig. 6.51. Formarea imaginii în luneta Galilei.

abscisa obiect $s_2 > \bar{f}_2$, iar ochiul 0 să fie situat în amonte de \bar{F}_2 , la distanța $x < \bar{f}_2$. Cu notațiile din fig. 6.51, se poate scrie:

$$\overline{H'_1 H_2} = e; \overline{OA''} = D; \overline{H_2 O} = X; \overline{H_1 A} = s; s'_1 = f'_1; s_1 = s;$$

$$e = f'_1 - s_2; 1/f'_1 = 1/s'_1 - 1/s_1; s'_1 = f'_1 / (1 - f'_1/s) > \bar{f}_2;$$

$$s'_2 = D - X; 1/s'_2 - 1/s_2 = 1/f'_2;$$

$$s'_2 = |f'_2| / [1 - |f'_2| / (D - x)]; e = f'_1 / (1 - f'_1/s) - |f'_2| / [(1 - |f'_2| / (D - x))].$$

Cazul 1): $s = \text{const.}$ Dacă D crește, crește e , adică luneta se lungeste dacă imaginea finală y'' se apropie de „punctul remotum”.

Cazul 2): $D = \text{const.}; x = \text{const.}$ În acest caz, dacă se depărtează obiectul (crește s) se micșorează Δ . Așadar, ocularul se deplasează în sensul în care se deplasează obiectul.

6.9.1.2. *Pupilele.* Se deosebesc următoarele trei situații. a. *Diafragma de deschidere este situată în planul principal obiect* (fig. 6.52) al obiectivului.

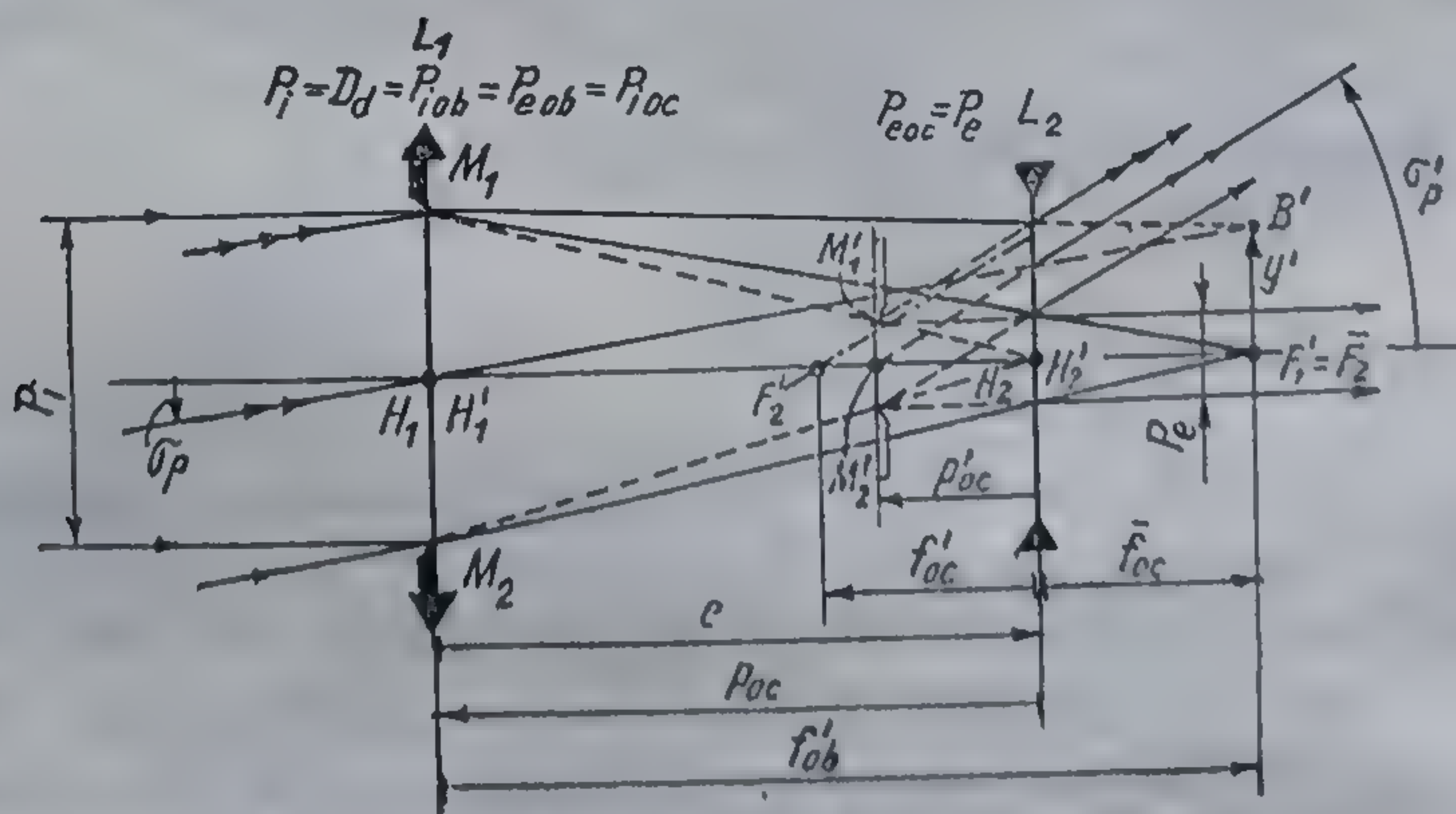


Fig. 6.52. Luneta Galilei reglată pentru infinit.

Imaginea sa dată de obiectiv constituie pupila de ieșire a obiectivului P_e și este pupilă de intrare pentru ocular. Imaginea acesteia dată de L_2 reprezintă pupila de ieșire a ocularului și a lunetei. Fiind situată între focarul obiect F'_2 și ocular, aceasta nu poate fi suprapusă cu pupila ochiului. Cu notațiile din figură pot fi scrise următoarele relații pentru luneta afocală ($\Delta = \overrightarrow{F'_1 \bar{F}_2} = 0$):

$$\Gamma = \frac{f'_{ob}}{|f'_{oc}|} = \frac{P_i}{P_e} = \frac{\text{tg} \sigma'_p}{\text{tg} \sigma_p} = \frac{p_{oc}}{p'_{ob}}; \quad \text{tg} \sigma'_p = y/f'_{ob};$$

$$\frac{1}{f'_{oc}} = \frac{1}{p'_{ob}} - \frac{1}{p_{oc}}; \quad e = f'_{ob} + f'_{oc}; \quad \Delta = \overrightarrow{F'_{ob} \bar{F}_{oc}} = 0$$

$$D_{ob} = P_i; \quad D_{oc \max} = e \text{ tg } \sigma_p + P_e; \quad D_{oc \min} = e \text{ tg } \sigma_p.$$

$$\alpha = 1/\gamma^2 = \beta'^2$$

Puterea ocularului este $\varphi'_{oc} = \frac{\text{tg} \sigma'_p}{y'}$; $\text{tg} \sigma'_p = \varphi'_{oc} f'_1 \text{tg} \sigma_p$.

$$\Gamma = \frac{f'_{ob}}{|f'_{oc}|} = \frac{f'_{ob}}{|f'_{oc}| \left(1 - \frac{f'_{ob}}{s}\right)} = \varphi'_{oc} \frac{f'_{ob}}{1 - \frac{f'_{ob}}{s}}.$$

Se observă că pentru ochiul emetrop ($s = -\infty$) $\Gamma_e = \varphi'_{oc} f'_{ob}$; pentru cel hipermetrop ($s > 0$), $\Gamma_h > \Gamma_e$, iar pentru cel miop ($s < 0$), $\Gamma_m < \Gamma_e$. Totodată se constată că pentru ochii miopi și emetropi x poate fi oricît de mic, în timp ce pentru ochiul hipermetrop x trebuie să fie mare, adică ocularul trebuie apropiat de obiectiv. Practic x trebuie să fie foarte mic.

b. Diafragma D_a este situată în planul principal obiect al ocularului (fig. 6.53) În acest caz, pupila de ieșire a obiectivului este de fapt pupila de intrare a lunetei P_i , situată la distanța $p_{ob} = p$ după obiectiv (în spatele ochiului). Sînt valabile următoarele relații:

$$\Gamma = f'_{ob}/|f'_{oc}| = P_i/P_e = \text{tg} \sigma'_p/\text{tg} \sigma_p = p_{ob}/p'_{ob};$$

$$1/f'_{ob} = 1/p'_{ob} - 1/p_{ob}.$$

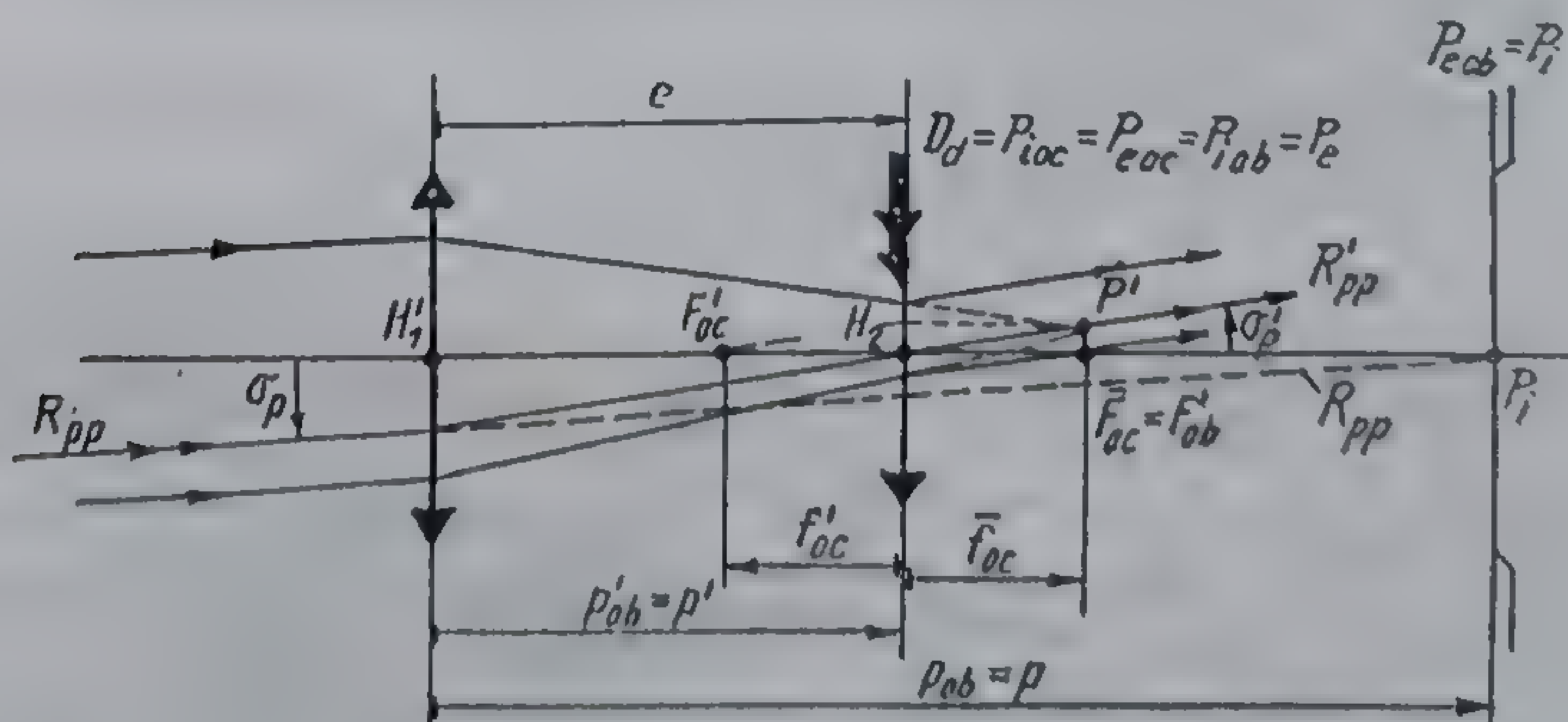
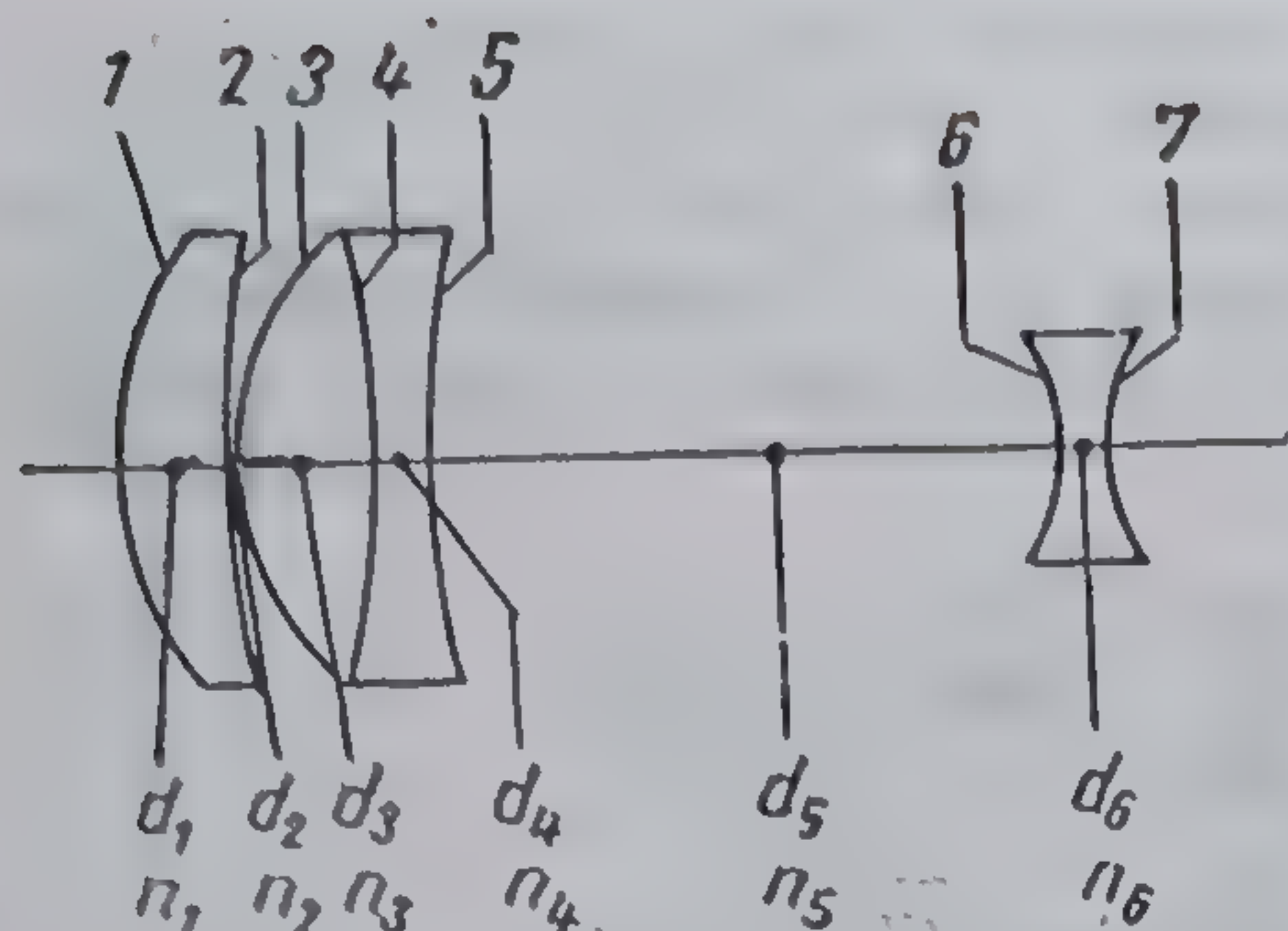


Fig. 6.53. Luneta Galilei cu diafragma situată în planul principal obiect al ocularului.

Fig. 6.54. Exemplu de lunetă Galilei corectată.



c. Diafragma de deschidere D_a este chiar pupila ochiului, situată după ocular, la distanța x . Pupila de intrare P_i este imaginea pupilei ochiului dată succesiv de ocular și obiectiv; ea se formează în spatele ochiului, la distanța mare. Dacă $x = \bar{f}_{oc}/2$, pupila de intrare a ocularului se formează în planul focal obiect al ocularului. Această imagine reprezintă pupila de ieșire a obiectivului P_e . Imaginea sa, pupila de intrare a obiectivului $P_{i,ob}$ se formează la infinit, suprapusă cu imaginea obiectului.

Luneta Galilei este folosită ca: lunetă terestră de observare cu grosiment mic ($\Gamma = 2 \dots 5X$; $P_i = 20 \dots 30$ mm; $P_e = 7$ mm), binoclu pentru teatre și muzee, ca sistem de variație în trepte a grosimentului la unele aparate binoculare, ca vizor pentru aparate fotografice și pentru cercetarea anumitor incinte (camere, holuri, rezervoare) precum și ca expander de radiații laser. Rezoluția $R = \Gamma/60''$.

Exemplu numeric (în mm): $f'_{ob} = 140$; $f'_{oc} = -40$. Se calculează: $\Gamma = f'_{ob}/f'_{oc} = 140/40 = 3,5 X$; $e = f'_{ob} + f'_{oc} = 140 - 40 = 100$. Se consideră diafragma D_a în planul principal obiect al ocularului și deci se poate scrie: $1/f'_{ob} = 1/p'_{ob} - 1/p_{ob}$; $1/p'_{ob} = 1/e = 1/100$; $1/p_{ob} = 1/e - 1/f'_{ob} = 1/100 - 1/140 = 0,002857$; $p_{ob} = +350$.

$$\gamma_p = \Gamma = p_{ob}/p'_{ob} = 350/100 = 3,5 X.$$

Dacă $P_e < P_{ochi}$, scade rezoluția prin micșorarea luminanței pe retină și variația stării de adaptare a ochiului.

La luneta Galilei, obiectivul se corectează împreună cu ocularul, folosind metoda compensării aberațiilor, dar se acromatizează separat. Un exemplu este reprodus în fig. 6.54.

O lunetă Galilei cu $s \neq -\infty$ reprezintă un microscop cu grosiment mic ($\Gamma = 50 \dots 100$), dar cu câmp și abscisă obiect mari.

6.9.2. Luneta Kepler

6.9.2.1. Formarea imaginii. Luneta Kepler, numită și lunetă astronomică (fig. 6.55), rezultă din combinarea a două sisteme optice centrate: un obiectiv convergent de focală f'_1 , care formează imaginea reală $y' = A'B'$ a unui obiect $AB = y$ situat la distanța $s = s_1 = -\infty$, și un ocular convergent cu focală $f'_2 < f'_1$, care funcționează ca o lupă, mărin-d imaginea reală y' . Diametrul aparent al imaginii $2y''$ este maxim atunci când aceasta este situată

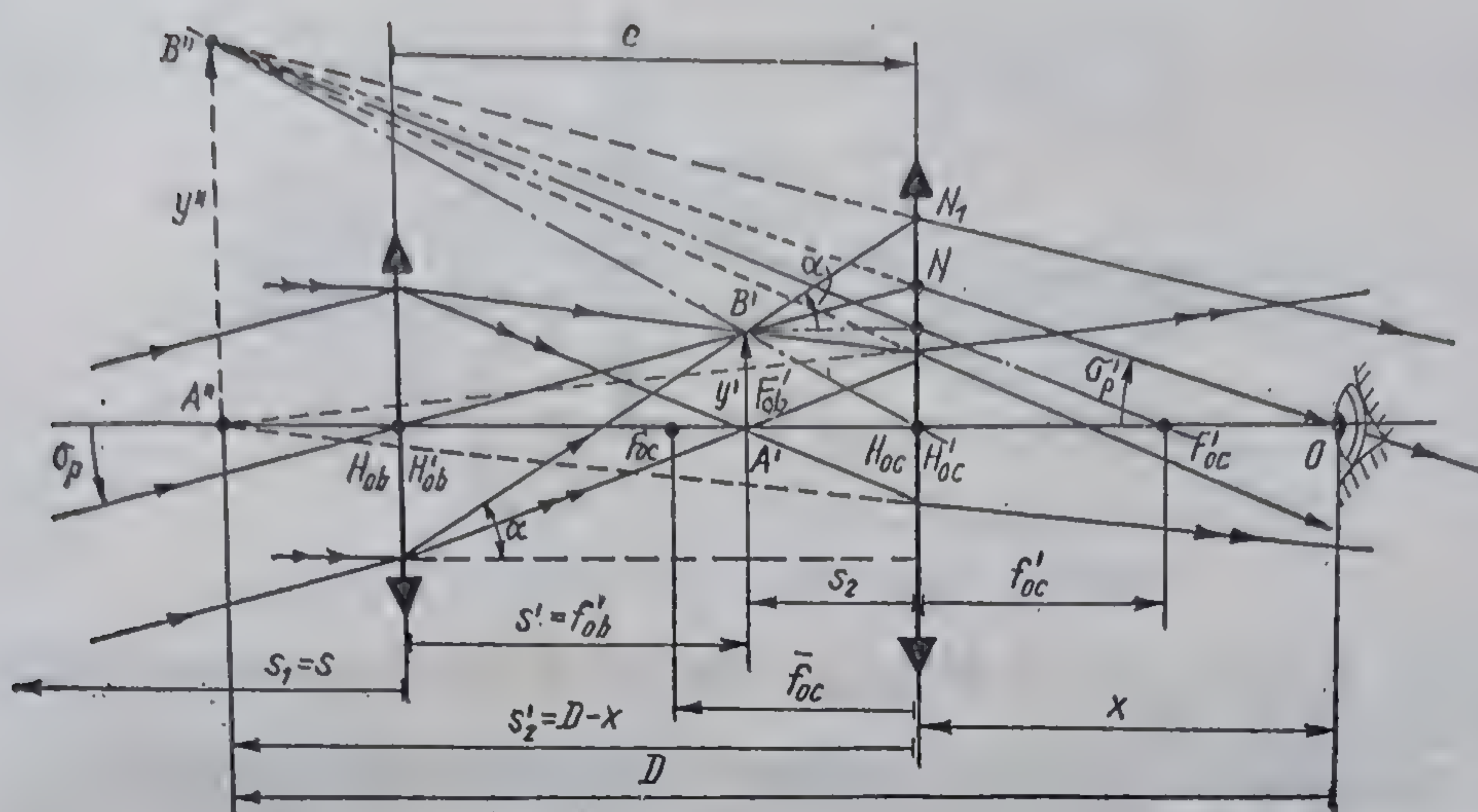


Fig. 6.55. Formarea imaginii în luneta Kepler reglată pentru ochiul miop.

în „punctum remotum”. Pentru ochiul emetrop: $\Delta = \vec{F_1\vec{F_2}} = 0$ și y'' se formează la infinit. Dacă pupila ochiului se află în fața focarului F_2' , diametrul aparent $2y''$ al imaginii $2y'$ este maxim atunci când $2y''$ se află în „punctum proximum” dar ochiul trebuie să acomodeze și deci obosește.

Cu notațiile din fig. 6.55 pot fi scrise următoarele relații:

$$\begin{aligned} e &= \vec{H_1H_2}; s_1 = s = \vec{H_1A}; D = \vec{OA''}; \vec{H_2O} = x; \\ s_1' &= f_1'; s_2 = \vec{H_2A'}; s_2' = D - x; \\ e &= f_1' - s_2; 1/f_2' = 1/s_2' - 1/s_2 = 1/(D - x) - 1/s_2; \\ s_2 &= f_2'(D - x)/(f_2' + D - x) = f_2'/[1 + f_2'/(D - x)]; \\ 1/f_1' &= 1/s_1' - 1/s_1; s_1' = f_1's/(s - f_1') = f_1'/(1 - f_1'/s); \\ e &= f_1'/(1 - f_1'/s) + f_2'/[1 + f_2'/(D - x)]. \end{aligned}$$

Cazul 1: $s = \text{const}$; $x = \text{const}$, $D = \text{variabil}$. Dacă D crește de la D_M (pentru ochiul miop) la D_H (pentru ochiul hipermetrop), sau de la D_M la $+\infty$ și de la $-\infty$ la D_H , în caz că se trece de la un miop la un hipermetrop, raportul $f_2'/(D - x)$ scade și deci e crește. Așadar, distanța e variază în același sens cu D .

Cazul 2: $D = \text{const}$; $x = \text{const}$; $s = \text{variabil}$. Dacă s crește, raportul f_1'/s scade și diferența $1 - f_1'/s$ crește. Prin urmare, scade e . Deplasarea ocularului are loc în același sens cu deplasarea obiectului observat.

Calculul de gabarit se face totuși pentru ochiul emetrop considerînd luneta reglată la infinit (fig. 6.56): $D = -\infty$ și $s_2 = f_2$. Practic $P_i \approx f_{ob}/20$.

6.9.2.2. *Pupilele de intrare și de ieșire. Cazul 1.* De cele mai multe ori diafragma de deschidere D_d se montează în planul principal obiect al obiectivului infinit subțire (fig. 6.56). În acest caz se poate scrie: $D_d = P_{i,ob} = P_{o,ob} =$

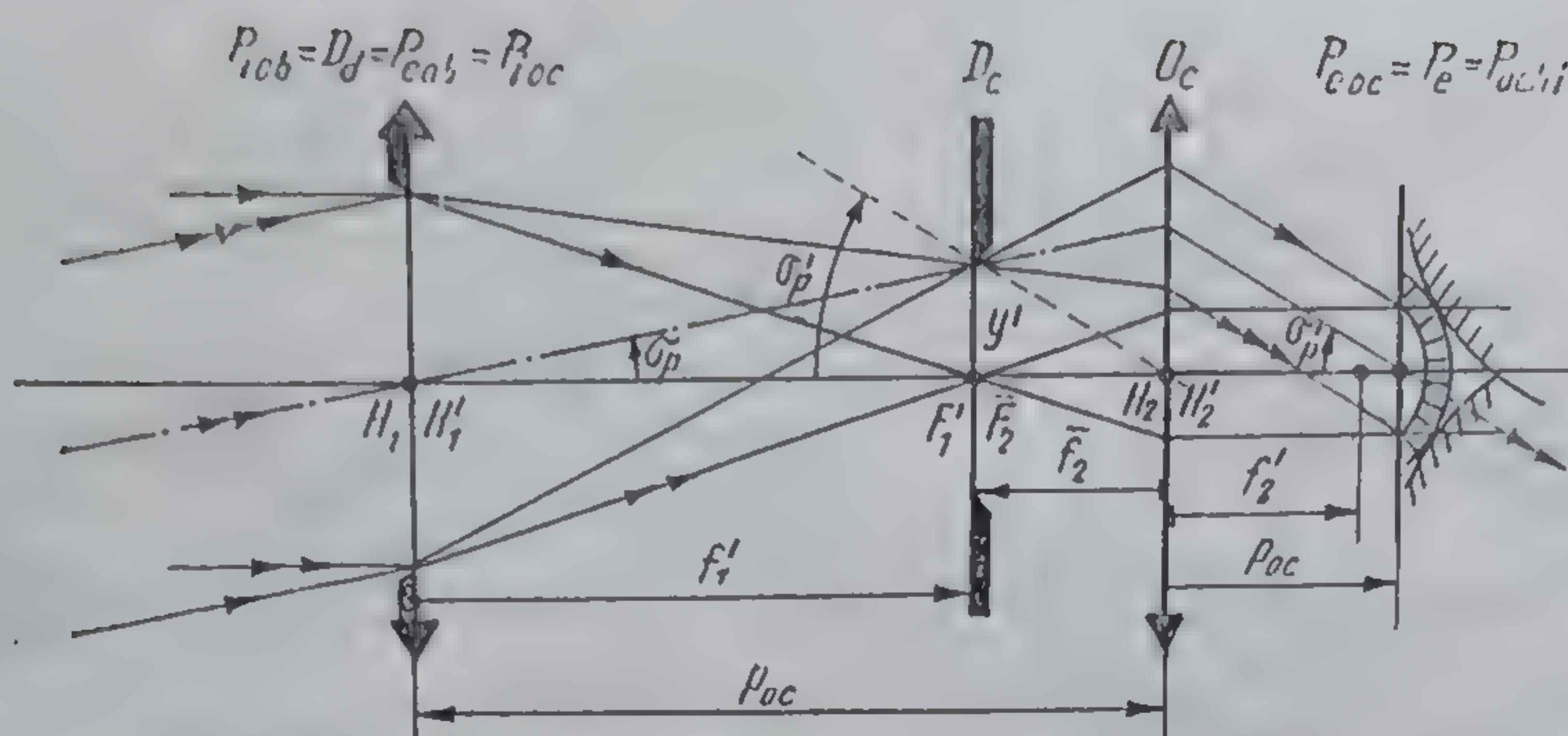


Fig. 6.56. Luneta Kepler reglată pentru infinit.

$= P_{i oc}$. Imaginea acestei diafragme formată de ocular reprezintă pupila de ieșire $P_{e oc} = P_e$.

Diafragma de câmp D_c se montează în planul în care se formează imaginea reală și limitează câmpul de plină lumină: ea este chiar diametrul util al reticulului: $D_c = D_R = 2y' = 2f'_{ob} \cdot \text{tg } \sigma_p$.

Cînd se folosește ca expander de radiații laser, diafragma de câmp are diametrul $D_c = 10 \dots 20 \mu\text{m}$ și funcționează ca filtru spațial pentru obținerea unor franje de interferență curate (fig. 6.57). Cu notațiile din fig. 6.56 se poate scrie:

$$\text{tg } \sigma'_p = \varphi'_{oc} y'; \quad \text{tg } \sigma'_p = \varphi'_c f'_{ob} \text{tg } \sigma_p; \quad \Gamma = \varphi'_{oc} f'_{ob};$$

$$\varphi'_{oc} = \frac{1}{f'_{oc}} \left(1 - \frac{x - f'_{oc}}{D} \right); \quad \Gamma = \frac{f'_{ob}}{f'_{oc}} \left(1 - \frac{x - f'_{oc}}{D} \right).$$

Se constată că grosimentul Γ depinde de raportul $(x - f'_{oc})/D$. În fig. 6.55 se observă că, $x - f'_{oc} > 0$ și imaginea y'' corespunde punctului remotum. Prin urmare, grosimentul este mai mare pentru un ochi hipermetrop decît pentru unul miop. Cînd $D = -\infty$, adică atunci cînd imaginea y'' este situată în „punctum remotum” pentru ochiul emetrop (fig. 6.56), se obține grosimentul intrinsec $\Gamma_i = \Gamma_E = f'_{ob}/f'_{oc} = P_i/P_e = \text{tg } \sigma'_p/\text{tg } \sigma_p$ și $1/f'_{oc} = 1/p'_{oc} - 1/p_{oc}$. Abscisa pupilară p'_{oc} se determină ținînd seama de construcția ocularului.

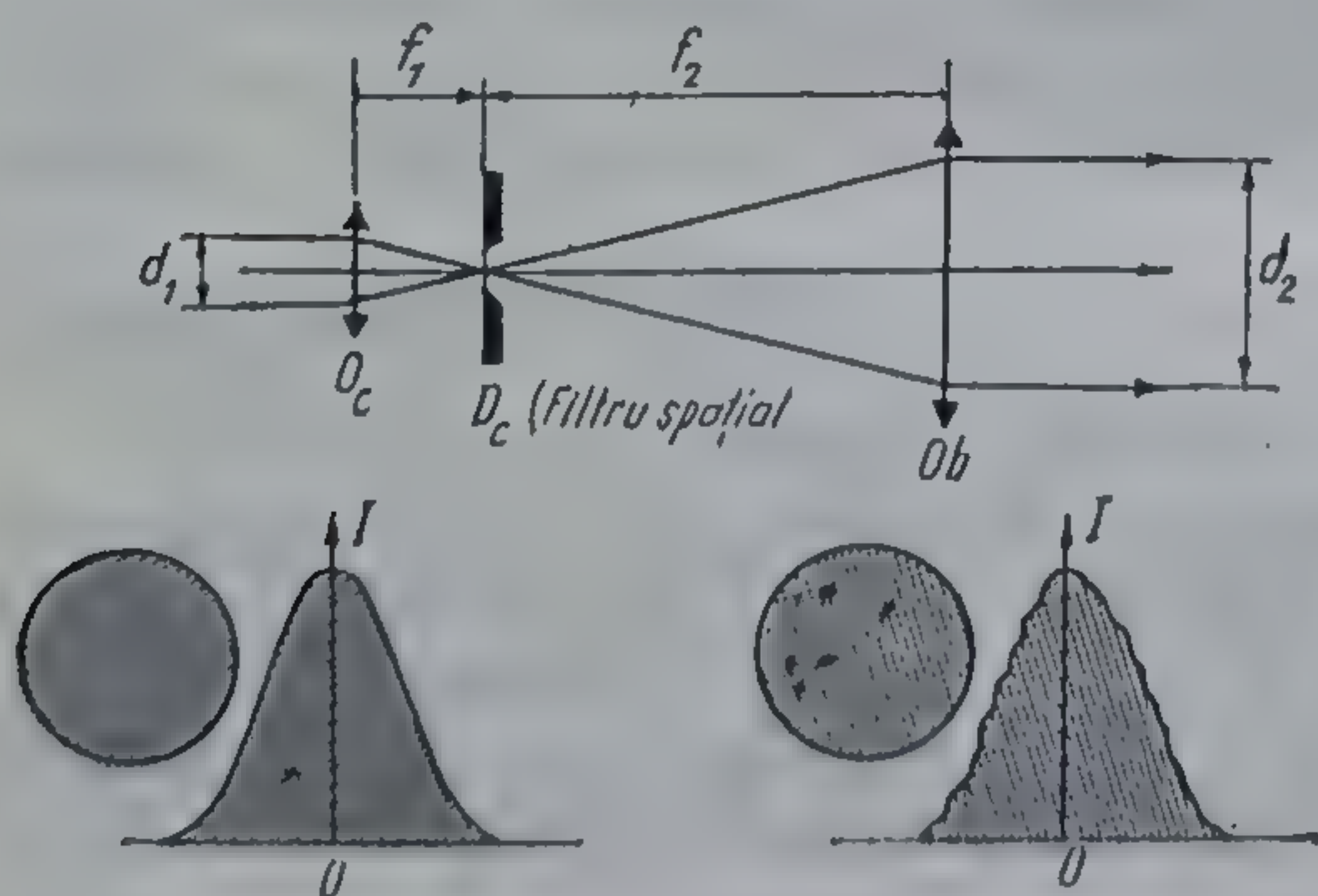


Fig. 6.57. Luneta Kepler ca expander de radiații laser:

a — schema optică pentru $s = -\infty$;
b — distribuția intensității în planul imagine al lunetei prevăzută cu filtru spațial ($d = 10 \mu\text{m}; 20 \mu\text{m}$); c — idem pentru luneta fără filtru spațial

Observații: 1) deoarece $0 < x - f'_{00}$ și raportul $(x - f'_{00})/D \ll 1$, grosimentul lunetei reglată pentru ochiul ametrop diferă puțin de grosimentul intrinsec Γ_i ;

$$2) \Gamma = f'_{0b}/f'_{00} = \frac{250}{f'_{00}} \cdot \frac{f'_{0b}}{250} = \Gamma_{0c}/\Gamma_{0b};$$

3) grosimentul unui vizor; cu notațiile din fig. 6.55 se mai poate scrie:

$$s'_1 = \frac{s f'_{0b}}{s - f'_{0b}} = f'_{0b}; \quad y' = s'_1 \operatorname{tg} \sigma_p = f'_{0b} \operatorname{tg} \sigma_p;$$

$$\operatorname{tg} \sigma'_p = \varphi'_{0c} y' = \varphi'_{0c} \frac{s f'_{0b}}{s - f'_{0b}} \operatorname{tg} \sigma_p;$$

$$\Gamma = \operatorname{tg} \sigma'_p / \operatorname{tg} \sigma_p = \varphi'_{0c} \cdot \frac{s f'_{0b}}{s - f'_{0b}} = \frac{f'_{0b}}{f'_{0c}} \cdot \frac{s}{s - f'_{0b}} \left(1 - \frac{x - f'_{0c}}{D} \right);$$

pentru $D = -\infty$ rezultă: $\Gamma = \frac{f'_{0b}}{f'_{0c}}$ și $1/f'_{0c} = 1/p'_{0c} - 1/p_{0c}$.

Pupila de ieșire a lunetei astronomice fiind reală și situată în afara lunetei, poate fi măsurată cu dinametrul Ramsden.

Pentru a se evita apariția vignetații și mărirea gabaritului transversal al ocularului se va introduce o lentilă de câmp în planul imaginii reale (fig. 6.58).

6.9.2.3. *Cîmpul unghiular.* Razele pupilare principale formează între ele unghiul $2\sigma_p$, numit cîmp unghiular. Acest cîmp poate fi determinat în funcție de grosimentul lunetei și tipul ocularului.

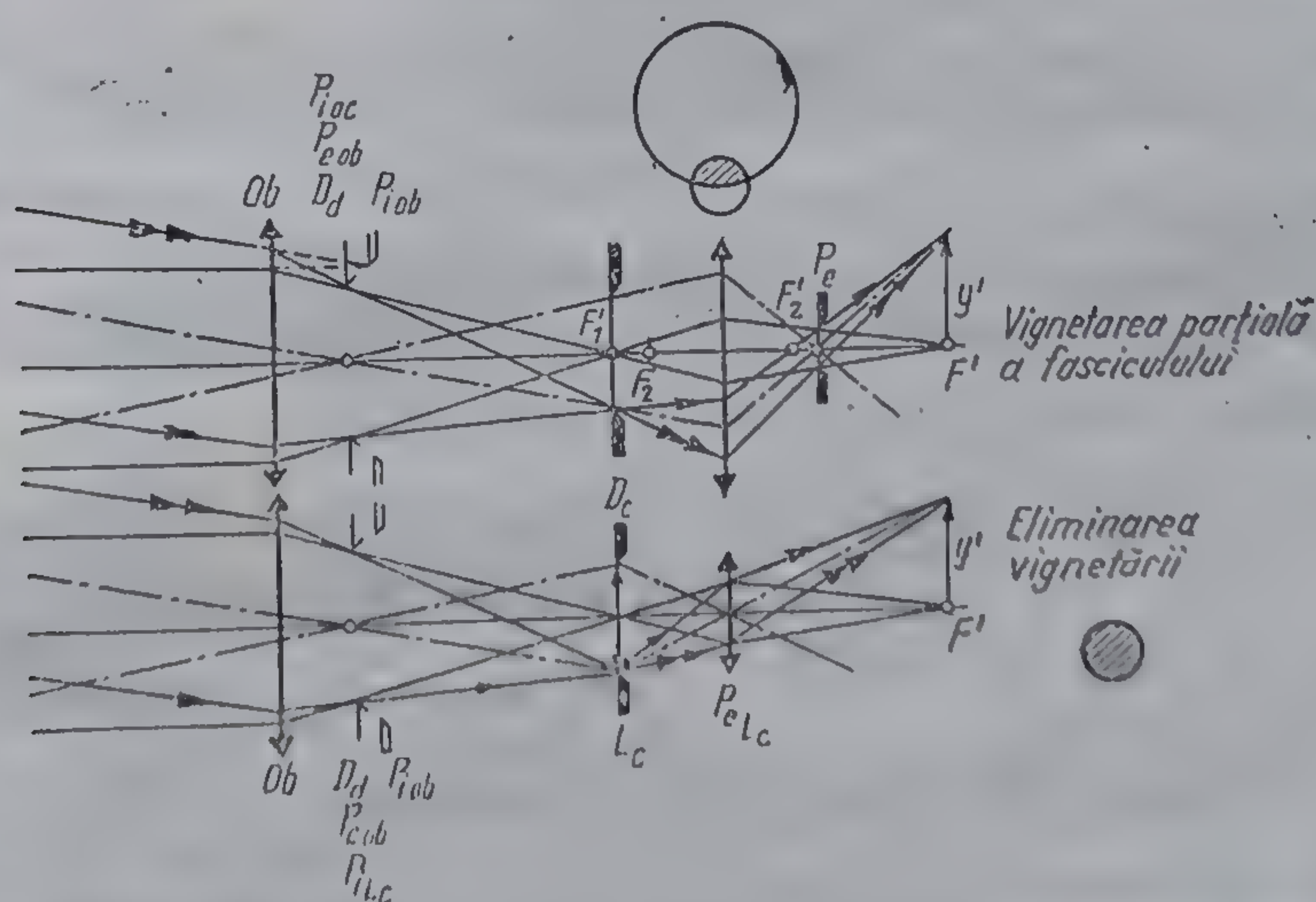


Fig. 6.58. Rolul lunetei de câmp în reducerea gabaritului ocularului și evitarea vignetații în cazul ochiului hipermetrop.

a. *Oculare pozitive*. Notînd diametrul pupilei de intrare $P_i = 2R$ și diametrul ocularului $D = 2r = 2H_{oc}N$ (pentru cîmpul de plină lumină), se poate scrie (fig. 6.55):

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{R + r}{f'_{ob} + s_2} = \frac{r - y'}{s_2}; \quad y' = r - \frac{Rs_2 + rs_2}{f'_{ob} + s_2} = \frac{rf'_{ob} - Rs_2}{f'_{ob} + s_2};$$

$$\operatorname{tg} \sigma_p = \frac{y'}{f'_{ob}} = \frac{rf'_{ob} - Rs_2}{f'_{ob}(f'_{ob} + s_2)} = \frac{\frac{r}{s_2} - \frac{R}{f'_{ob}}}{\frac{f'_{ob}}{s_2} + 1}.$$

α . *Ocularul Kleper*. Notînd $s_2 = f_{oc}$; $\varphi'_{oc} = 1/f'_{oc}$; $\Gamma_i = f'_{ob}/f'_{oc}$; $r/f'_{oc} = W = \Omega_{oc}/2$ și $R/f'_{ob} = w = \Omega_{ob}/2$ în care Ω reprezintă deschi-derea relativă, se obține:

$$\operatorname{tg} \sigma_{pk} = \frac{rf'_{ob} - Rf'_{oc}}{f'_{ob}(f'_{ob} + f'_{oc})} = \frac{\frac{r}{f'_{oc}} - \frac{R}{f'_{ob}}}{\frac{f'_{ob}}{f'_{oc}} + 1} = \frac{W - w}{\Gamma_i + 1} \approx \frac{W}{\Gamma_i} = \frac{\Omega_{oc}}{2\Gamma_i}.$$

Practic, $W \approx 1/5$ și $w = 1/10$.

β . *Ocularul Ramsden*: 3:2:3 (v. fig. 6.3). $s_2 = f'_1/4$; $\varphi'_{oc} = \frac{4}{3f'_1}$; $\Gamma = \frac{4}{3} \cdot \frac{f'_{ob}}{f'_1}$; f'_1 este focala lentilei frontale (de cîmp);

$$\operatorname{tg} \sigma_{pR} = \frac{rf'_{ob} - R \frac{f'_1}{4}}{f'_{ob} \left(f'_{ob} + \frac{f'_1}{4} \right)} = \frac{\frac{r}{f'_1} - \frac{R}{4f'_{ob}}}{\frac{f'_{ob}}{f'_1} + \frac{1}{4}} = \frac{W - \frac{w}{4}}{\frac{3}{4}\Gamma_i + \frac{1}{4}} = \frac{4W - w}{3\Gamma_i + 1} \approx \frac{4W}{3\Gamma_i} = \frac{2\Omega_{oc}}{3\Gamma_i}.$$

b. *Oculare negative*. În cazul utilizării ocularelor negative (v. fig. 6.4) imaginea y' dată de obiectiv se formează după lentila de cîmp L_1 a ocularului, la distanța $s_2 = \overline{s_F}$. Se poate scrie: $y' = \frac{rf'_{ob} - Rs_2}{f'_{ob} - s_2}$. Raza diafragmei de

cîmp D_c este imaginea y'' a imaginii y' dată de lentila de cîmp L_1 . Mărimea y' se determină ca în cazul ocularului pozitiv. În cazul ocularului Huygens 3:2:1 se obține $y'' = \frac{2}{3} y'$ și cîmpul rezultă din

$$\operatorname{tg} \sigma_{pH} = \frac{y'}{f'_{ob}} = \frac{rf'_{ob} - Rs_2}{f'_{ob}(f'_{ob} - s_2)}.$$

La acest ocular, $s_2 = \overrightarrow{F_{oc}H_1} = f'_1/2$; $\varphi'_{oc} = 2/f'_1$; $\Gamma_1 = 2f'_{ob}/f'_1$ și deci rezultă:

$$\operatorname{tg} \sigma_{pH} = \frac{rf'_{ob} - R \frac{f'_1}{2}}{f'_{ob} \left(f'_{ob} - \frac{f'_1}{2} \right)} = \frac{\frac{r}{f'_1} - \frac{R}{2f'_{ob}}}{\frac{f'_{ob}}{f'_1} - \frac{1}{2}} = \frac{W - \frac{w}{2}}{\frac{\Gamma_i}{2} - \frac{1}{2}} = \frac{2W - w}{\Gamma_i - 1} \approx \frac{2W}{\Gamma_i} = \frac{\Omega_{oc}}{\Gamma_i}.$$

Așadar, pentru aceeași putere, cel mai avantajos este ocularul Huygens, deoarece are câmpul unghiular cel mai mare și poate fi corectat bine de aberațiile cromatice, sferice și de curbura de câmp.

Câmpul obiect liniar este $2y = 2s \operatorname{tg} \sigma_p$. Pentru unghiuri mici, $\operatorname{tg} \sigma_p \approx \sigma_p$ și se poate scrie: $2y = 2s \sigma_p / 57,3$.

Cunoscînd câmpul unghiular obiect, se determină câmpul unghiular imagine $2\sigma'_p$ cu relația $\operatorname{tg} \sigma'_p = \Gamma_i \operatorname{tg} \sigma_p$. Unghiul $2\sigma'_p$ stă la baza alegerii ocularului pentru lunete.

Dacă diametrul ocularului rezultă prea mare, se introduce o lentilă de câmp (plan-convexă) în planul imaginii reale. Aceasta produce o convergență suplimentară a razelor și se micșorează abscisa pupilei de ieșire.

Cînd se dorește o anumită poziție a pupilei de ieșire, se introduce o diafragmă de deschidere, în amonte sau în aval de obiectiv (v. fig. 6.58). Mărimea ei nu trebuie să diafragmeze raza pupilară principală și nici razele paralele cu axa optică la înălțimea $H = P_i/2$. În cazul în care se dorește o abscisă p' mare, se folosesc lentile divergente acestea măresc însă diametrul ocularului.

Micșorarea diametrului se realizează și prin diafragmarea fasciculului. În acest caz, fasciculele înclinate au diametrul $D < P_i$ și deci apare o obscurizare $0 = P_i - D$. Raportul $D/P_i = V$ se numește vignetație.

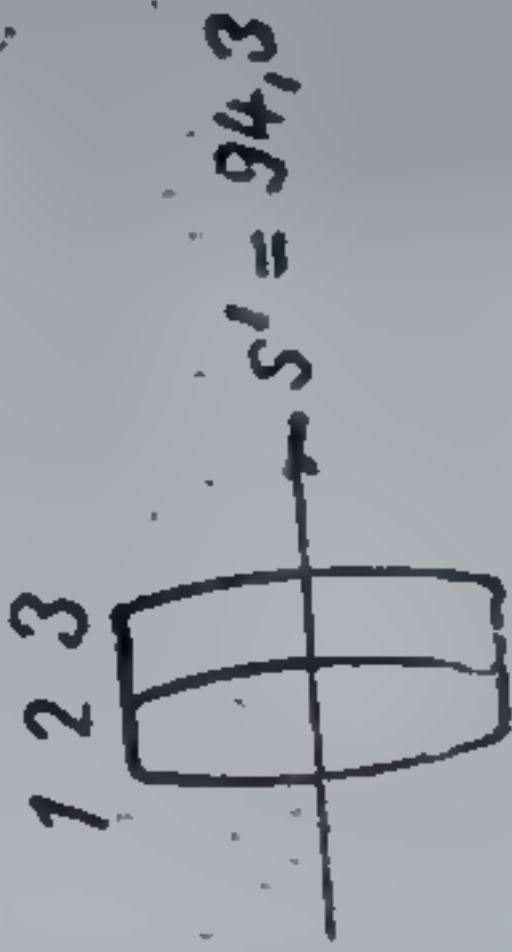
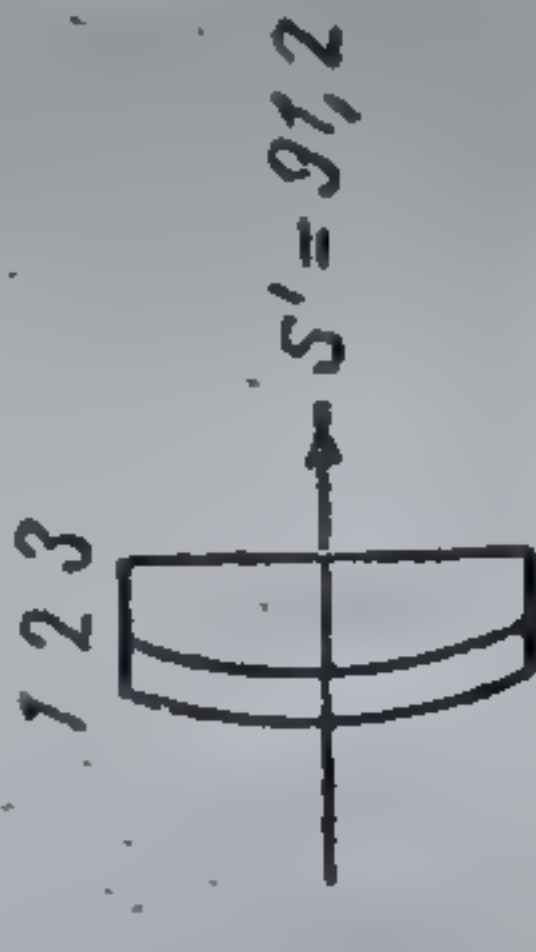
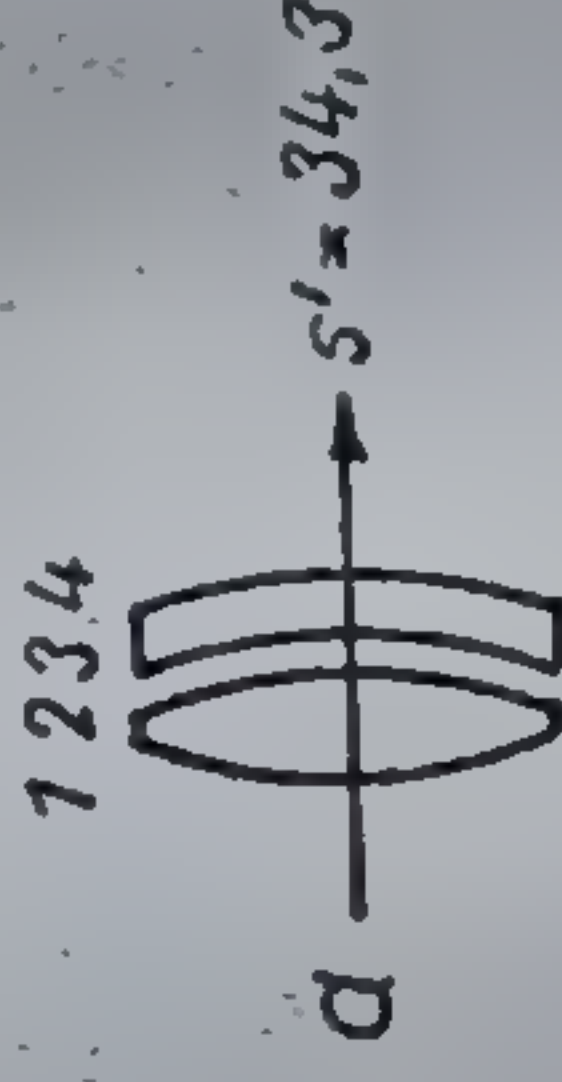
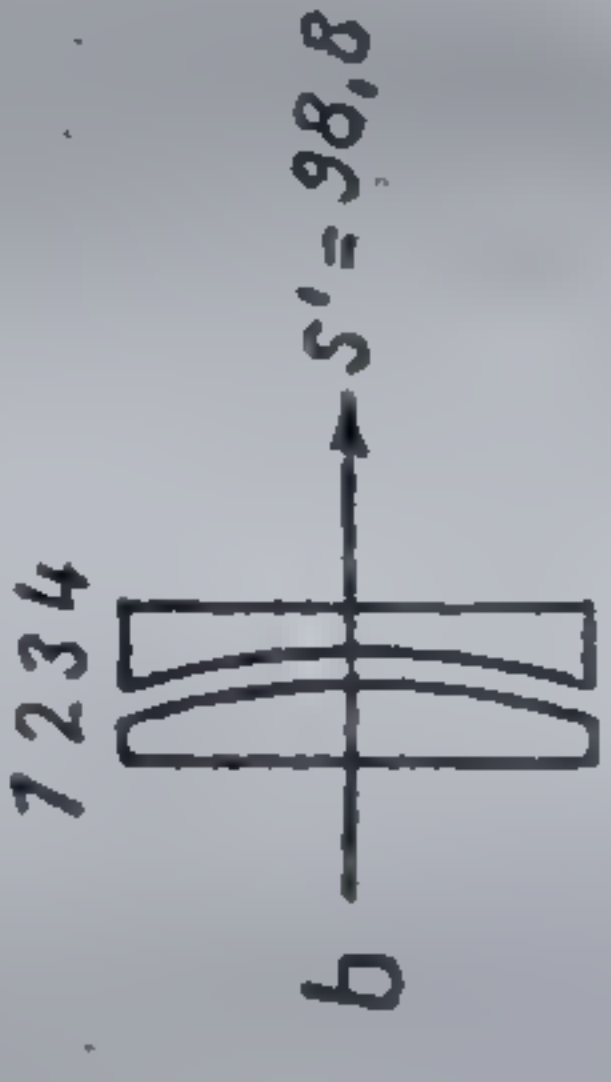
c. *Caracteristicile lunetei Kepler*: grosimentul: $\Gamma = \operatorname{tg} \sigma'_p / \operatorname{tg} \sigma_p = f'_{ob}/f'_{oc} = P_i/P_c = \gamma$; — mărimea axială: $\alpha = \beta'^2$; — deschiderea relativă a obiectivului $\Omega = P_i/f'_{ob} = 1/15 \dots 1/10$; — randamentul luminos: $L = \Gamma P_i$; — puterea separatoare (rezoluția) $R = 1/\varepsilon$; $\varepsilon = 14''/P_i$, (P_i în cm); — grosimentul util $\sin \varepsilon_a = \operatorname{tg} \varepsilon_a = \varepsilon_a = \frac{P_i}{2f'_{ob}} = \frac{1,22 \lambda}{P_i} = \frac{140''}{P_i}$; $\varepsilon_0 = 60''$; $\varepsilon_a \Gamma \leq \varepsilon_0$; $\Gamma = 60 P_i/140 = P_i/2,3$ sau $\Gamma_u \geq 5 P_i$ (P_i în cm); — diametrul maximal pupilei de intrare: $P_i \approx f'_{ob}/20$; — diametrul pupilei de ieșire: $P_c = 1 \dots 30$ mm; — abscisa pupilei de ieșire: $p' = 10 \dots 12$ mm pentru aparate cu vizieră rigide; $p' = 20 \dots 22$ pentru observatori cu ochelari ori cu mască; $p' = 75 \dots 100$ mm, pentru aparate cu vizieră elastice (tunuri etc.); luminozitatea: $L = \tau P_i^2 = \tau (P_i/\Gamma)^2$.

Exemplu numeric (în cm): $P_i = 101$; $f'_{ob} = 18,9$; $\Gamma_u = 5 \cdot 101X = 505X$. Pentru a se obține un grosiment $\Gamma > \Gamma_u$ se folosește un ocular cu puterea utilă $\varphi'_{uc} = \Gamma_u/f'_{ob} = 505/18,9 = 26,7$ rad. Distanța unghiulară dintre două puncte ce mai pot fi rezolvate $\varepsilon = \frac{12''}{101} = \frac{12}{101} \cdot \frac{1}{2 \cdot 10^3}$ rad. Cu această lunetă astronomică se disting pe lună două puncte situate la distanța $\frac{12''}{101} \cdot \frac{1}{200000} \cdot 60 \cdot 6366 = 0,227$ km. Deoarece $\Gamma \cdot \frac{12''}{P_{iob}} \leq \Gamma_u \cdot \frac{12''}{P_{iob}} = 1'$, rezultă $\varepsilon = 1'/\Gamma$.

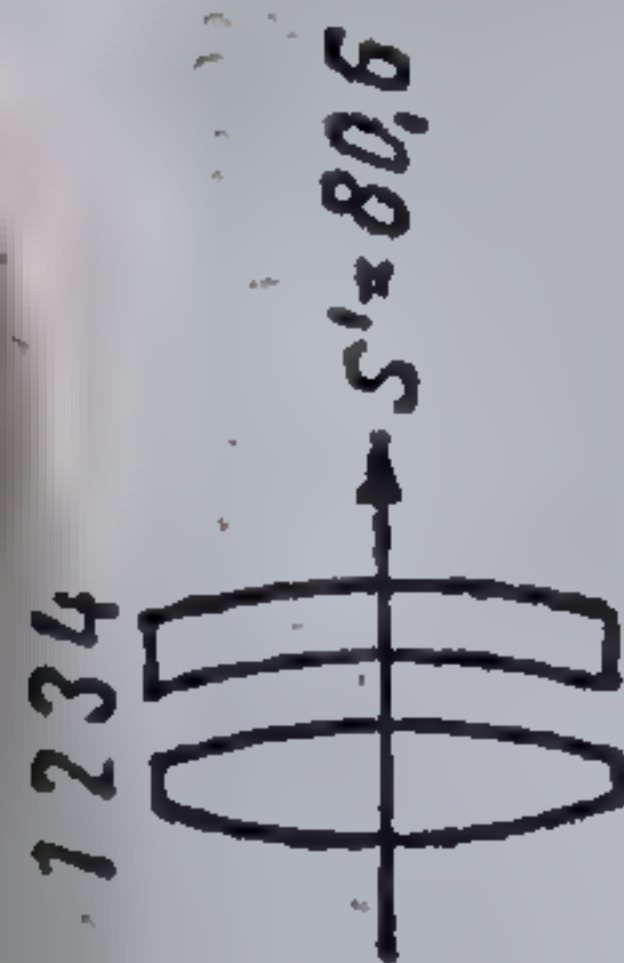
Puterea separatoare sau rezoluția $R = 1/\varepsilon$ și se măsoară cu mire speciale. Deoarece $f'_{oc} \geq 6$ mm, grosimentul maxim este $f'_{ob}/0,6$. Din $P_c = P_i/\Gamma$ rezultă $P_c < P_i/5$, adică $P_c < 1/5$ cm = 2 mm.

6.9.2.4. *Obiectivul lunetei*. Obiectivele trebuie să fie acromatice și stigmatice pentru $s = -\infty$ dar, funcție de destinație, pot fi corectate și de alte aberații. Cîteva exemple de obiective sînt redată în tabelul 6.4.

Tabelul 6.4. Obiective pentru lunete

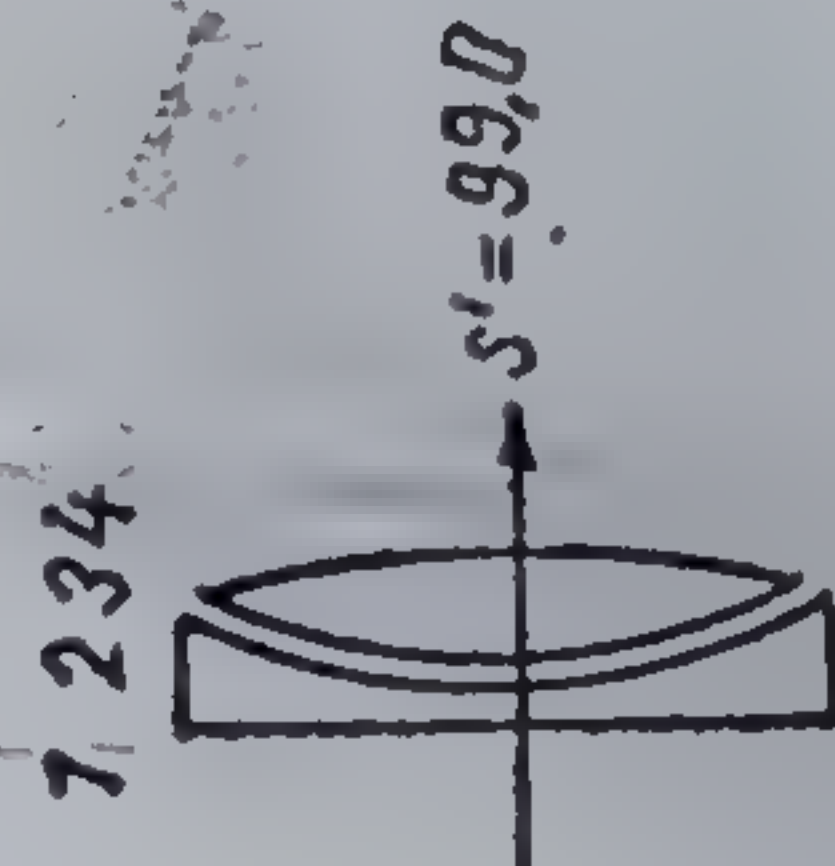
Nr. crt.	Denumirea și descrierea rela- tivă, P_1/f'	Figura, nr. suprafețelor optice și abscisa imagine, s_F'	Date constructive						
			r	d	n_d	v_d	ϑ_d		
0	1	2	3	4	5	6	7		
1	Acromat obișnuit „Sticlă cron anterior” $P_1/f' < 1/3,5$		+ 60,025 - 40,65 - 115,67	8,5 4,0 -	1,4875 1,6254 -	70,04 35,57 -	1,527 1,586 -		
2	Acromat obișnuit „Sticlă flint anterior” $P_1/f' < 1/3,5$		+ 49,0 + 25,47 + 806,29	4,1 8,2 -	1,7283 1,6177 -	28,34 49,78 -	1,605 1,560 -		
3a	Obiectiv dublet nelipit de tip Fraunhofer $P_1/f' < 1/3$		+ 61,1 - 54,5 - 53,0 - 123,2	8,0 0,08 4,0 -	1,5168 - 1,7283 -	64,20 - 28,34 -	1,536 - 1,605 -		
3b	Obiectiv Fraunhofer clasic pentru astronomie (Obiectiv - E Carl Zeiss) $P_1/f' < 1/11$		+ 66,7 - 32,4 - 32,7 - 120,7	1,04 0,11 0,83 -	1,5168 - 1,6129 -	64,20 - 36,95 -	1,536 - 1,582 -		

4 Obiectiv dublet
nelipit
 $P_1/f' < 1/3$



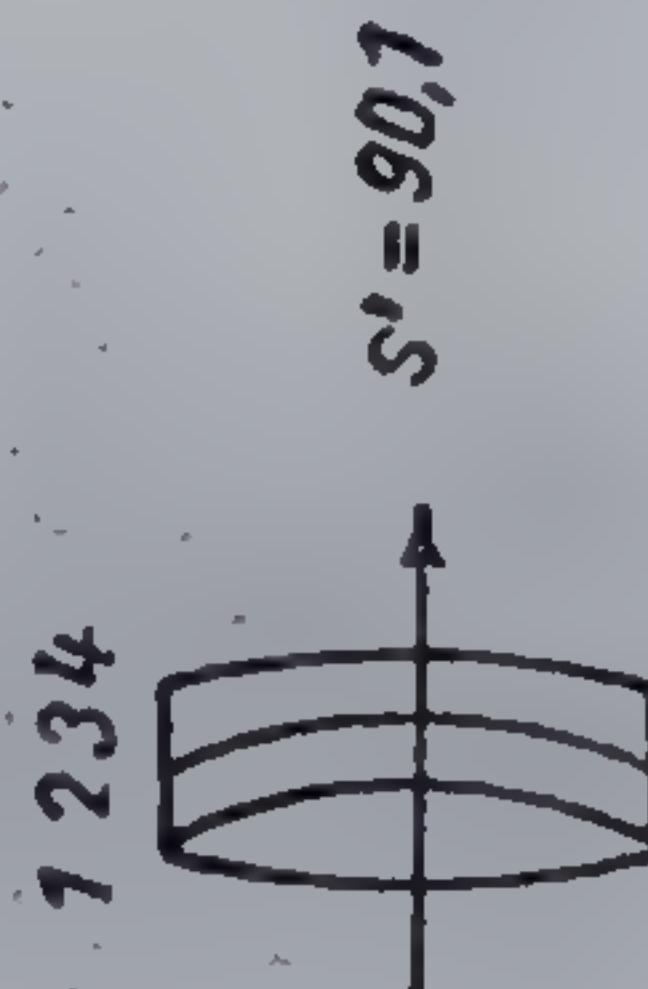
+	41,7	7,0	1,5168	64,20	1,536
-	64,23	6,0	-	-	-
-	46,02	4,0	1,7283	28,34	1,605
-	192,91	-	-	-	-

5 Obiectiv — AS semiapocromat
 $P_1/f' < 1/11$



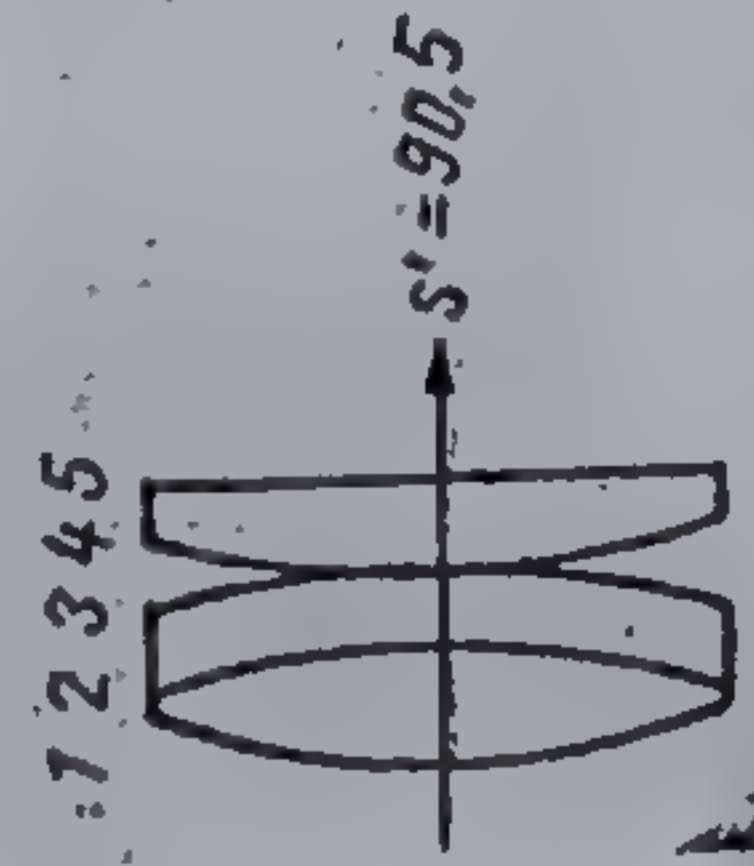
+	55,6	0,67	1,5294	51,80	1,551
+	10,42	0,06	-	-	-
+	10,43	1,09	1,5168	64,2	1,536
-	310,0	-	-	-	-

6 Obiectiv triplet lipit, cu corecție
cromatică obișnuită
 $P_1/f' < 1/2,8$



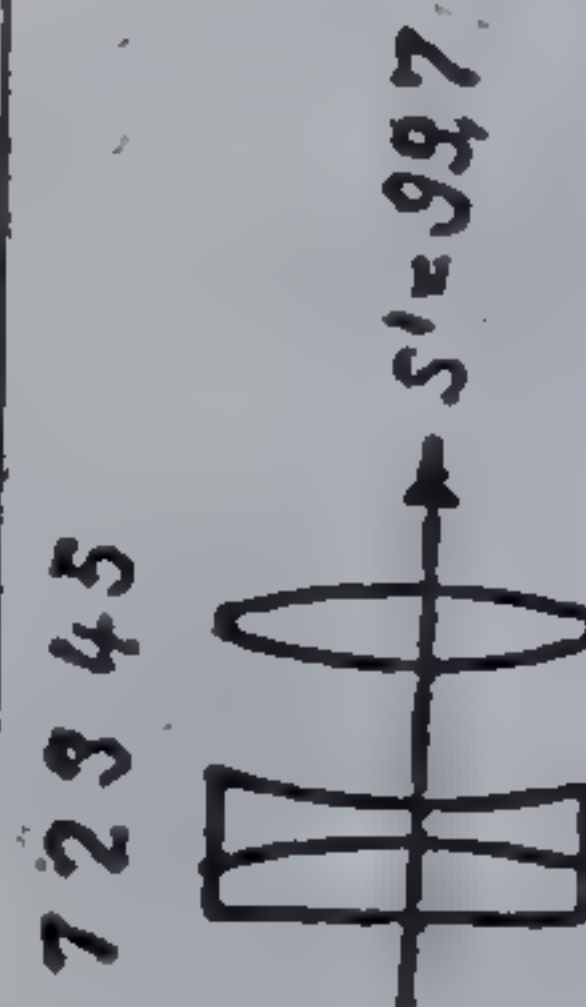
+	60,5	9,3	1,5241	53,05	1,548
-	32,1	4,6	1,4645	65,79	1,536
-	38,6	4,2	1,7283	28,34	1,604
-	112,5	-	-	-	-

7 Obiectiv triplet cu o lentilă ne-
lipită, cu corecție obișnuită
 $P_1/f' < 1/2$



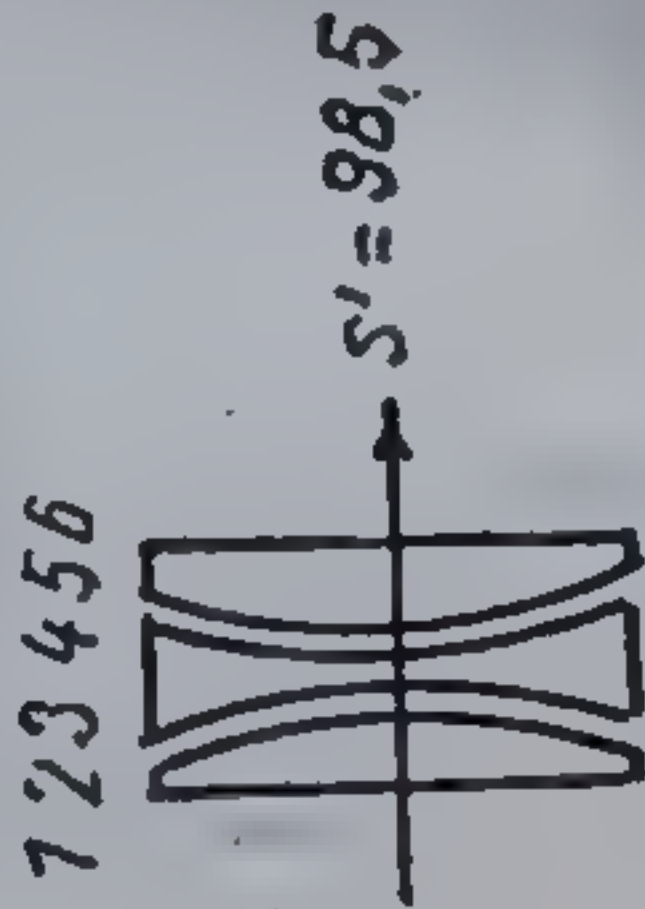
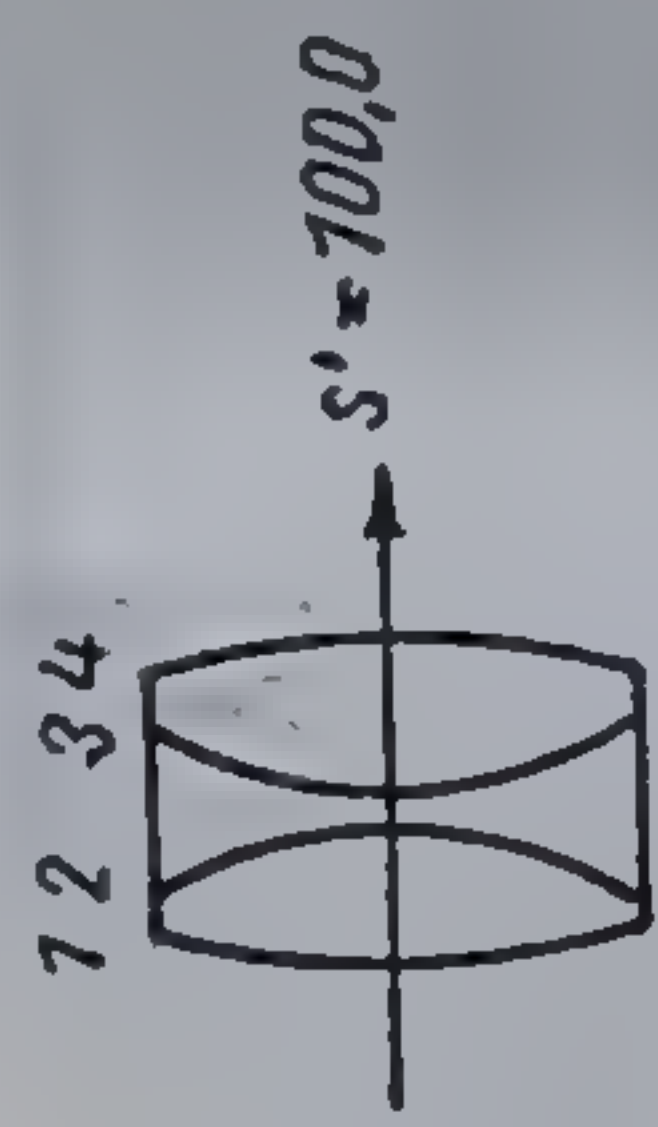
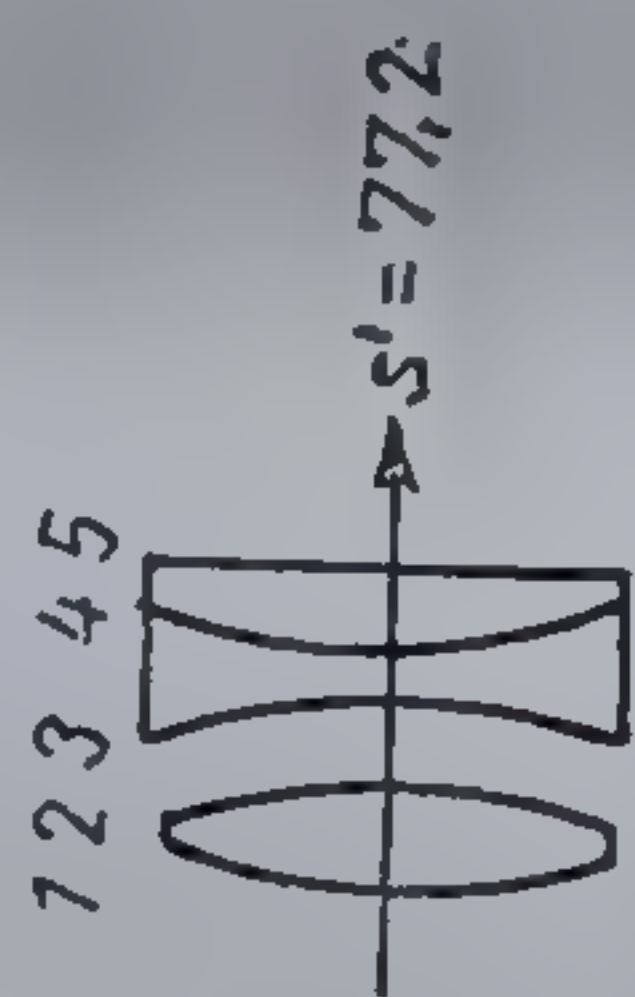
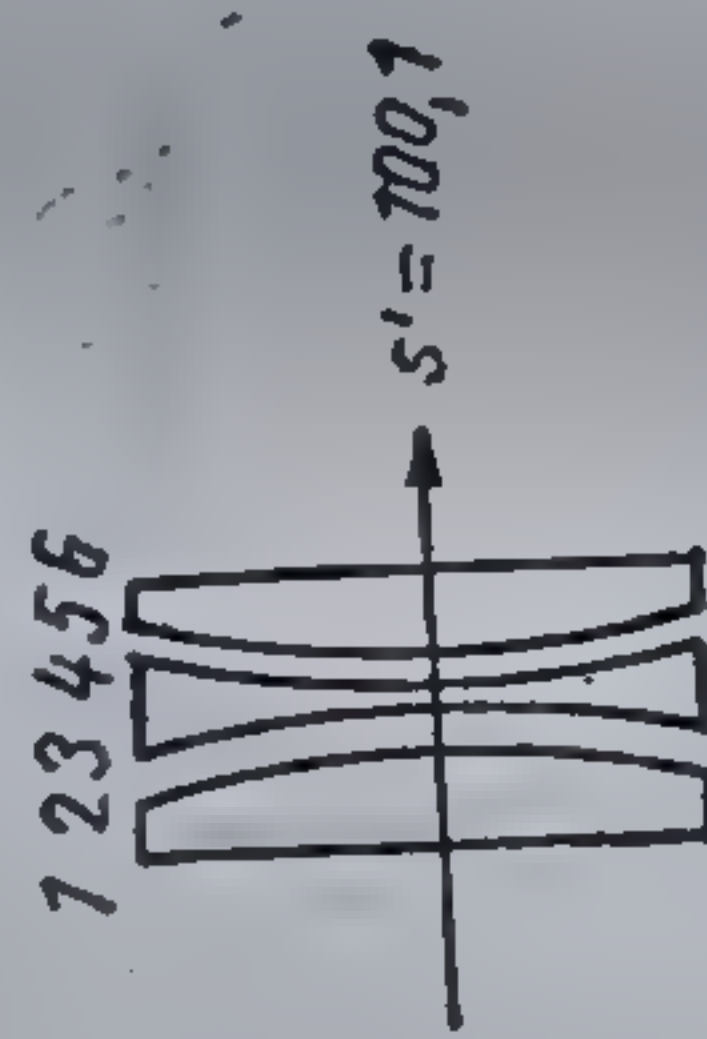
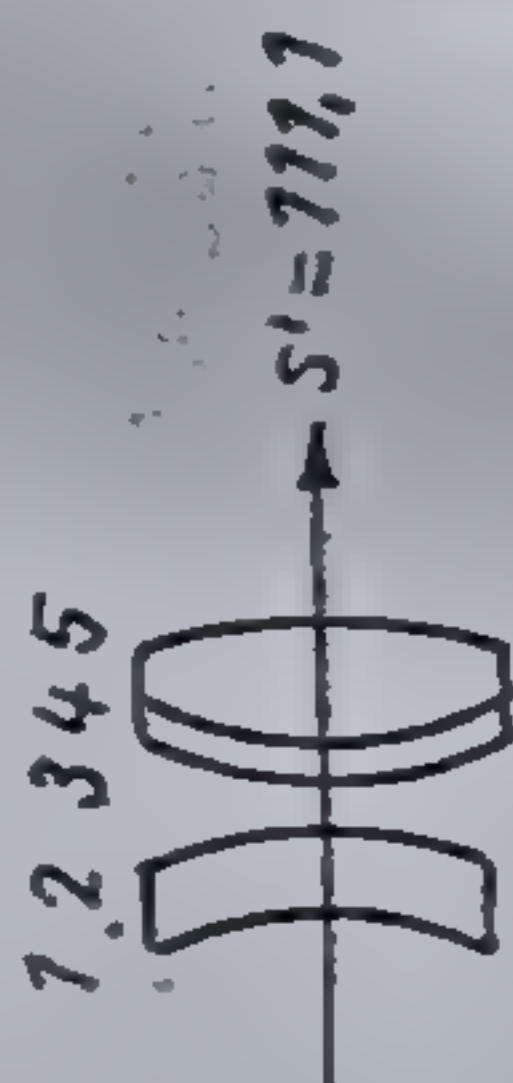
+	134,0	10,0	1,5523	63,49	1,536
-	76,2	5,00	1,7283	28,34	1,605
-	444,7	0,2	-	-	-
+	67,0	8,5	1,5168	64,20	1,536
+	517,0	-	-	-	-

8 Obiectiv triplet cu element de
corecție afocal
 $P_1/f' < 1/6$



-	∞	3,3	15,20	60,22	1,544
-	32,6	1,0	1,6236	36,75	1,583
-	254	9,5	-	-	-
+	99	2,6	1,6074	36,66	1,549
-	134	-	-	-	-

Tabelul 6.4 (continuare)

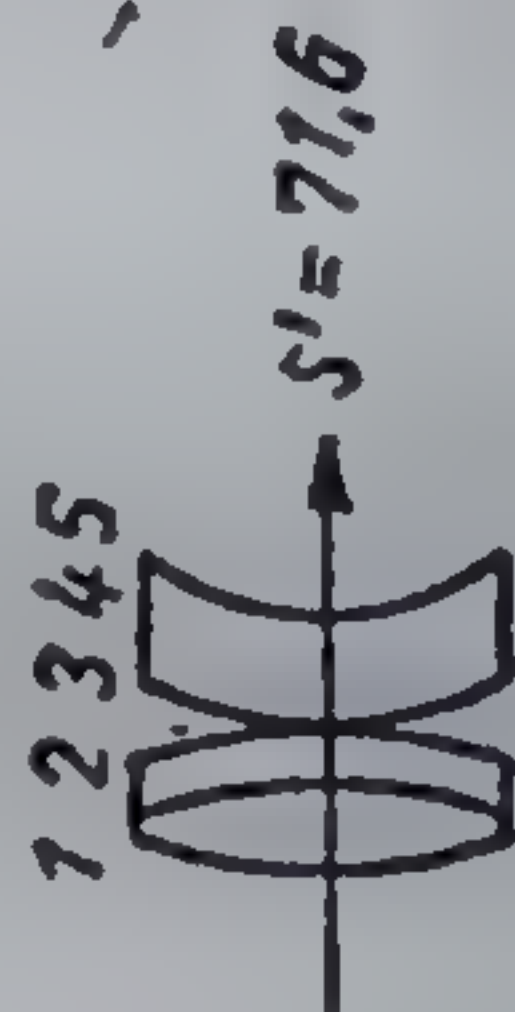
0	1	2	3	4	5	6	7
9	Obiectiv — B (A. König) apocromat $P_1/f' < 1/15$		+ 36,2 — 9,40 — 9,12 + 7,75 + 8,04 + 70,8	0,94 0,007 0,445 0,364 0,94 —	1,5796 — 1,5294 — 1,5111 —	53,86 — 51,80 — 60,49 —	1,552 — 1,551 — 1,542 —
10	Apocromat din flint greu (Zeiss tip 1) $P_1/f' < 1/3$		+ 156,19 — 27,37 + 24,52 — 62,77	7,5 2,8 10,3 —	1,552 1,7552 1,7847 —	63,49 27,53 25,71 —	1,539 1,604 1,615 —
11	Apocromat din flint greu (Zeiss tip 2) $P_1/f' < 1/3$		+ 37,7 — 56,5 — 39,8 + 38,1 — 173,0	7,1 6,6 2,3 5,2 —	1,4875 — 1,7552 1,7847 —	70,04 — 27,53 25,71 —	1,527 — 1,604 1,615 —
12	Apocromat din flint greu Obiectiv — F (Zeiss pentru astronomie corectat ca 11) $P_1/f' < 1/11$		+ 98,8 — 31,0 — 31,0 + 24,7 + 24,9 — 80,4	1,33 0,013 0,85 0,21 1,33 —	1,5523 — 1,7552 — 1,7847 —	63,5 — 27,5 — 25,7 —	1,536 — 1,604 — 1,615 —
13	Hemiplanar tip 1 de A. König cu menisc simplu $P_1/f' < 1/4$		— 22,0 — 26,3 + 117,0 + 38,3 — 57,9	7,0 0,6 1,9 5,5 —	1,6129 — 1,6483 1,5046 —	36,95 — 33,77 64,70 —	1,582 — 1,590 1,532 —

14 Hemiplanar tip 1 de A. König,
cu menisc lipit
 $P_1/f' < 1/2,8$



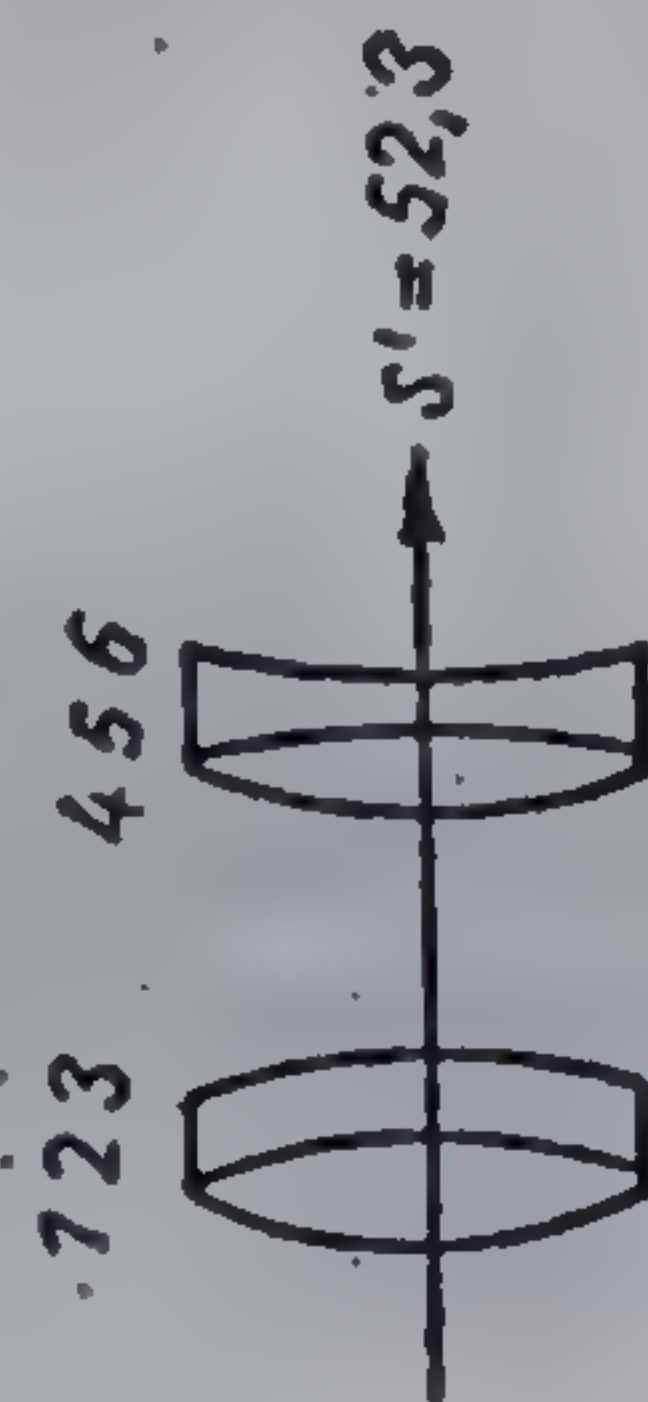
—	24,1	3,0	1,5744	56,43	1,548
+	42,2	15,1	1,6073	49,25	1,562
—	42,7	0,2	—	—	—
+	127,8	3,0	1,7283	28,34	1,605
+	34,76	7,5	1,6148	51,11	1,558
—	85,10	—	—	—	—

15 Hemiplanar tip 2 de A. König
 $P_1/f' < 1/5$



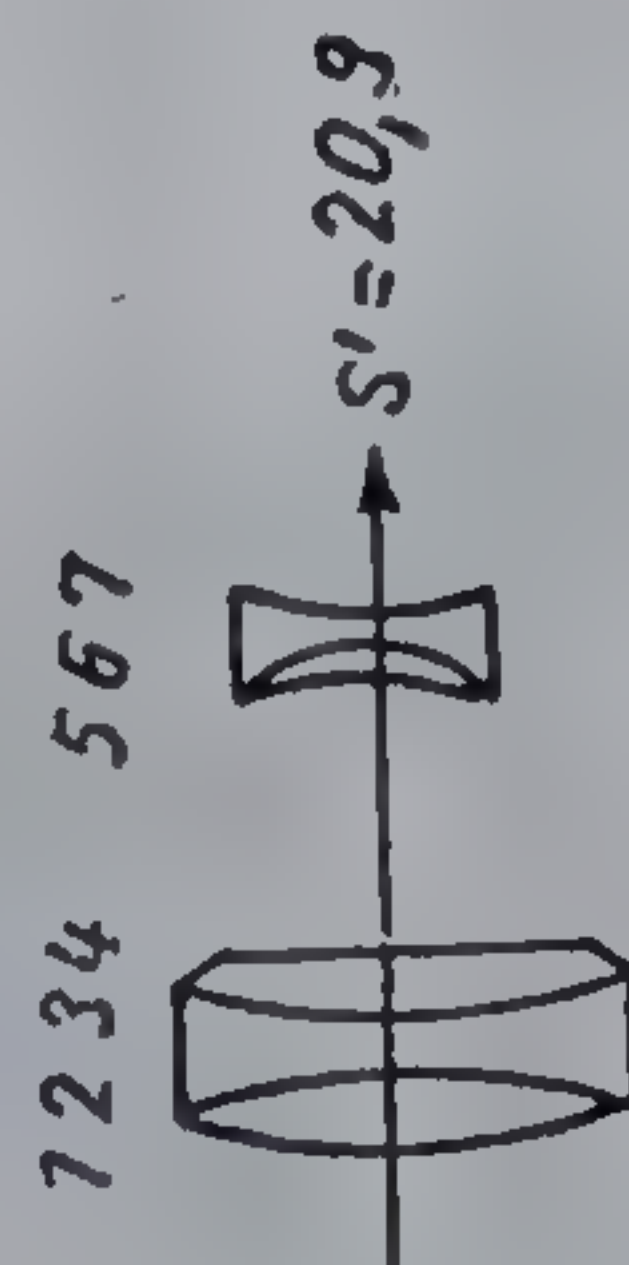
+	26,5	5,5	1,5145	54,62	1,550
—	49,1	3,0	1,7283	28,34	1,595
—	2000	0,2	—	—	—
+	22,9	7,8	1,5101	63,37	1,604
+	14,616	—	—	—	—

16 Teleobiectiv
 $P_1/f' < 1/5,6$



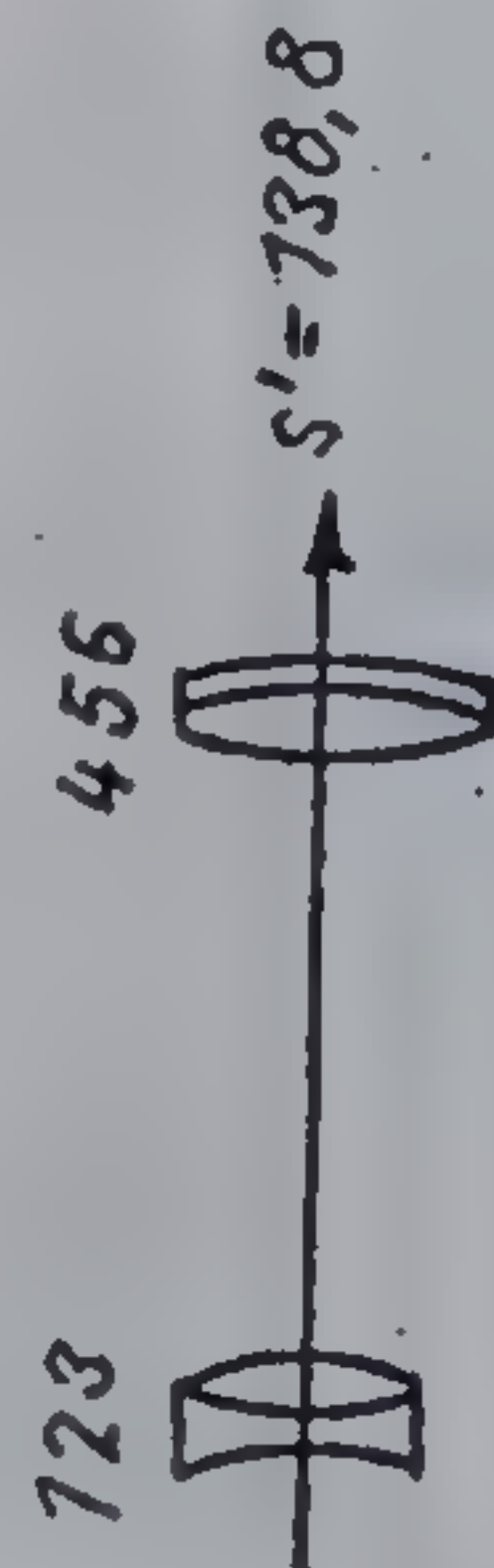
+	32,15	4,8	1,5725	57,46	1,547
—	19,4	1,4	1,6477	33,88	1,589
—	96,5	17,7	—	—	—
+	69,5	1,8	1,6129	36,95	1,582
—	34,2	0,8	1,5182	58,96	1,545
+	16,21	—	—	—	—

17 Teleobiectiv apocromat
(Carl Zeiss) pentru instrumente
geodezice
 $P_1/f' < 1/5,7$



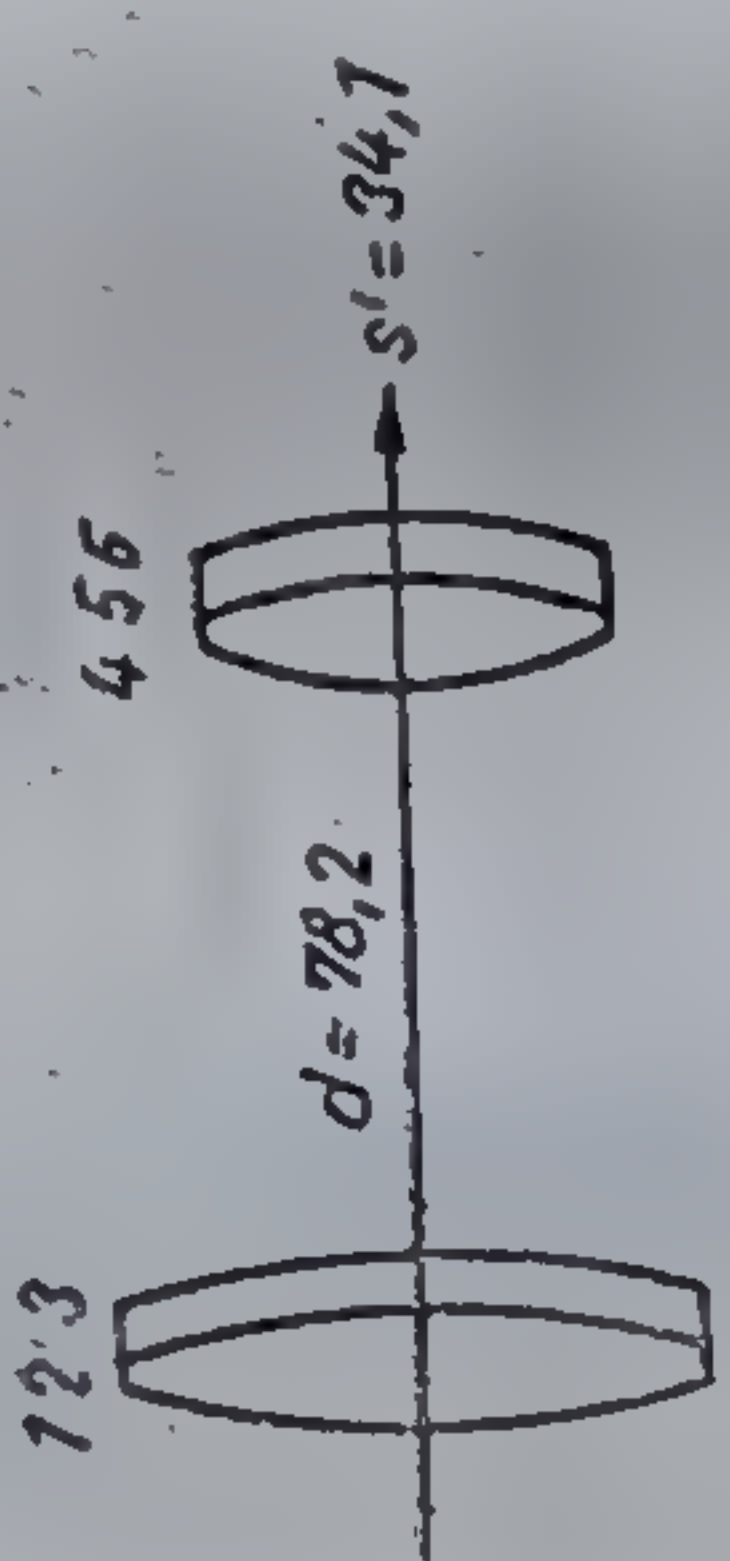
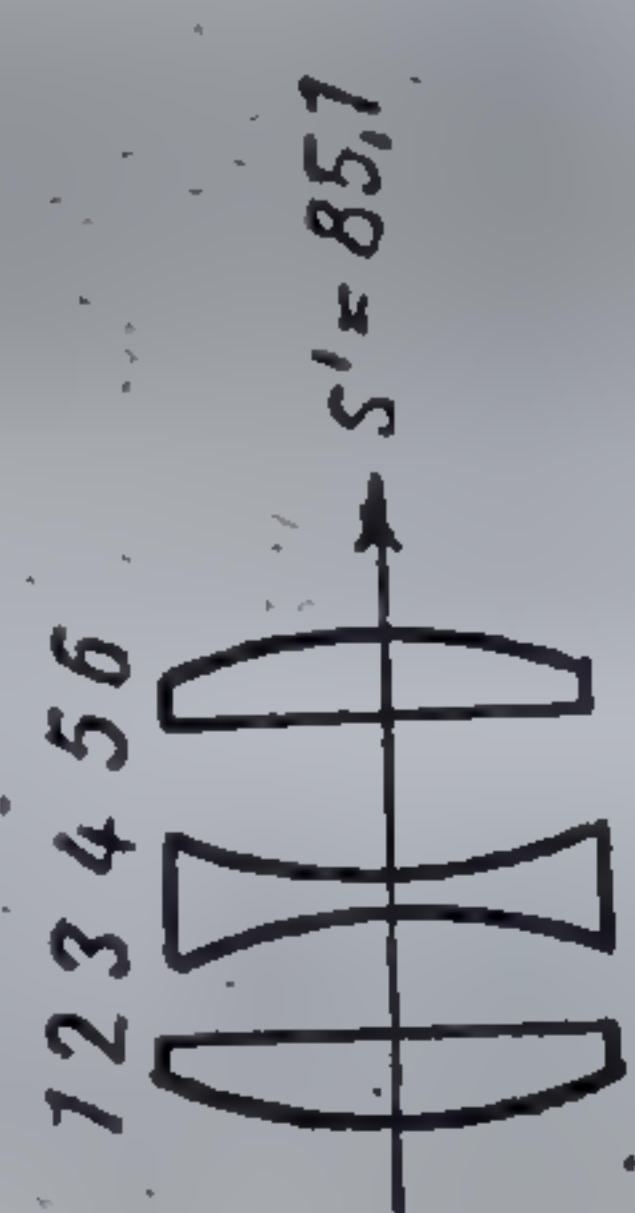
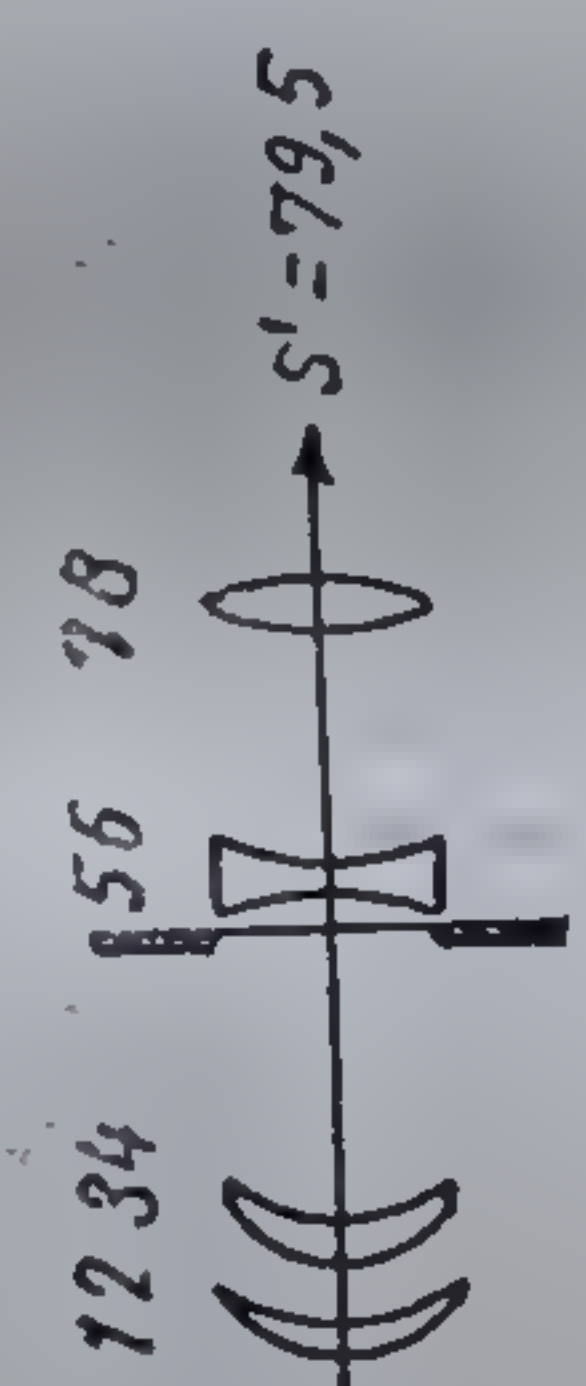
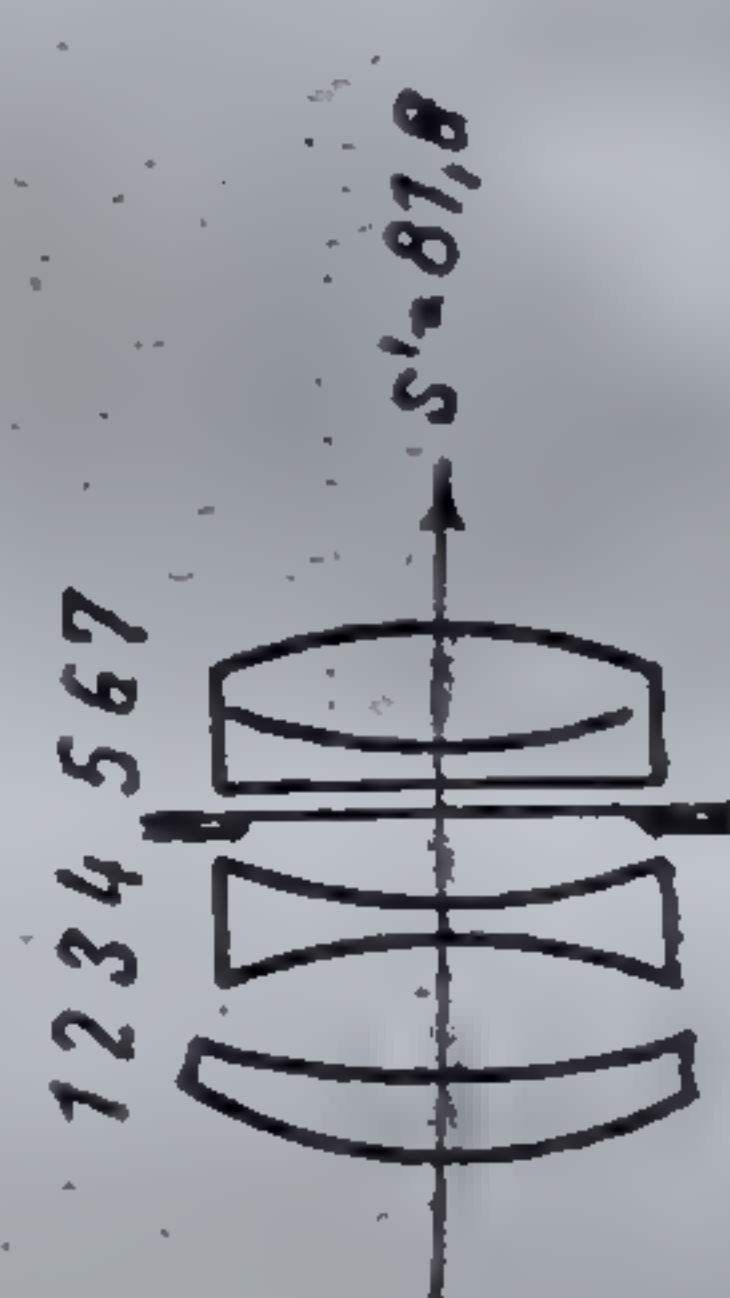
+	26,54	5,4	1,7618	26,52	1,611
—	16,04	1,3	1,7552	27,53	1,604
+	13,50	3,7	1,5523	65,49	1,536
—	172,38	34,3	—	—	—
—	19,06	1,5	1,6205	37,97	1,580
—	4,65	0,5	1,5601	47,03	1,563
+	30,22	—	—	—	—

18 Teleobiectiv inversat
 $P_1/f' < 1/6$



—	47,7	1,2	1,5725	57,48	1,547
+	68,0	2,4	1,6057	37,9	1,580
—	135,5	43,8	—	—	—
+	152,0	4,4	1,5725	57,48	1,547
—	22,57	1,6	1,6477	33,88	1,589
—	53,114	—	—	—	—

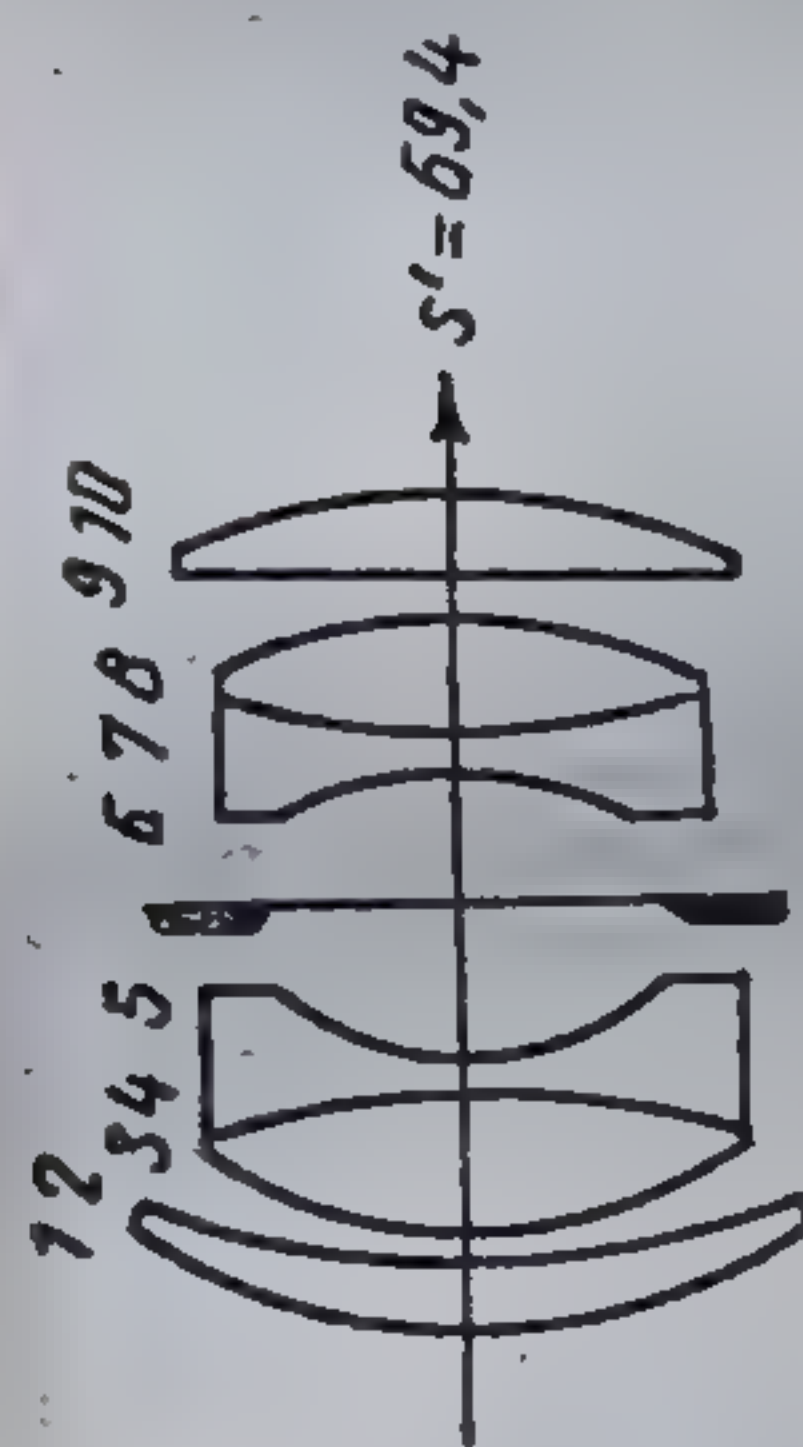
Tabelul 6.4 (continuare)

	0	1	2	3	4	5	6	7
19 Aplanat pentru lunete. $P_4/f' < 1/2$ $\sigma_p = 20^\circ$				+ 93,2 - 78,1 - 902,1 + 69,0 - 42,6 - 393	12,6 4,0 78,2 11,6 3,0 -	1,6080 1,7283 - 1,5891 1,6477 -	46,20 28,34 - 61,24 33,88 -	1,565 1,605 - 1,541 1,589 -
20 Triplet $P_4/f' < 1/3$ $\sigma_p < 25^\circ$				+ 40,1 - 537 - 47,0 + 40,0 + 234,5 - 37,9	6,0 10,0 1,0 10,8 6,0 -	1,613 - 1,621 - 1,613 -	58,5 - 36,2 - 58,5 -	- - - - - -
21 Astroobiectiv de tip SONNEFELD $P_4/f' < 1/5,6$ $\sigma_p < 5^\circ$				+ 44,2 + 181,8 + 44,2 + 181,8 - 54,0 + 18,8 + 109,0 - 25,7	1,61 1,22 1,61 19,5 0,35 18,0 2,17 -	1,5168 - 1,5163 - 1,6210 - 1,5165 -	64,0 - 63,9 - 36,2 - 64,0 -	1,536 - 1,539 - 1,584 - 1,536 -
22 Obiectiv Tessar $P_4/f' = 1/2,8$ $\sigma_p < 26^\circ$				+ 37,9 + 600,8 - 80,1 + 33,3 + 4400 + 38,5 - 55,1	9,9 6,0 2,1 7,9 1,8 9,6 -	1,6910 - 1,6254 - 1,5814 1,7170 -	54,8 - 35,6 - 40,8 47,6 -	1,548 - 1,586 - 1,573 1,556 -

23 Obiectiv planar

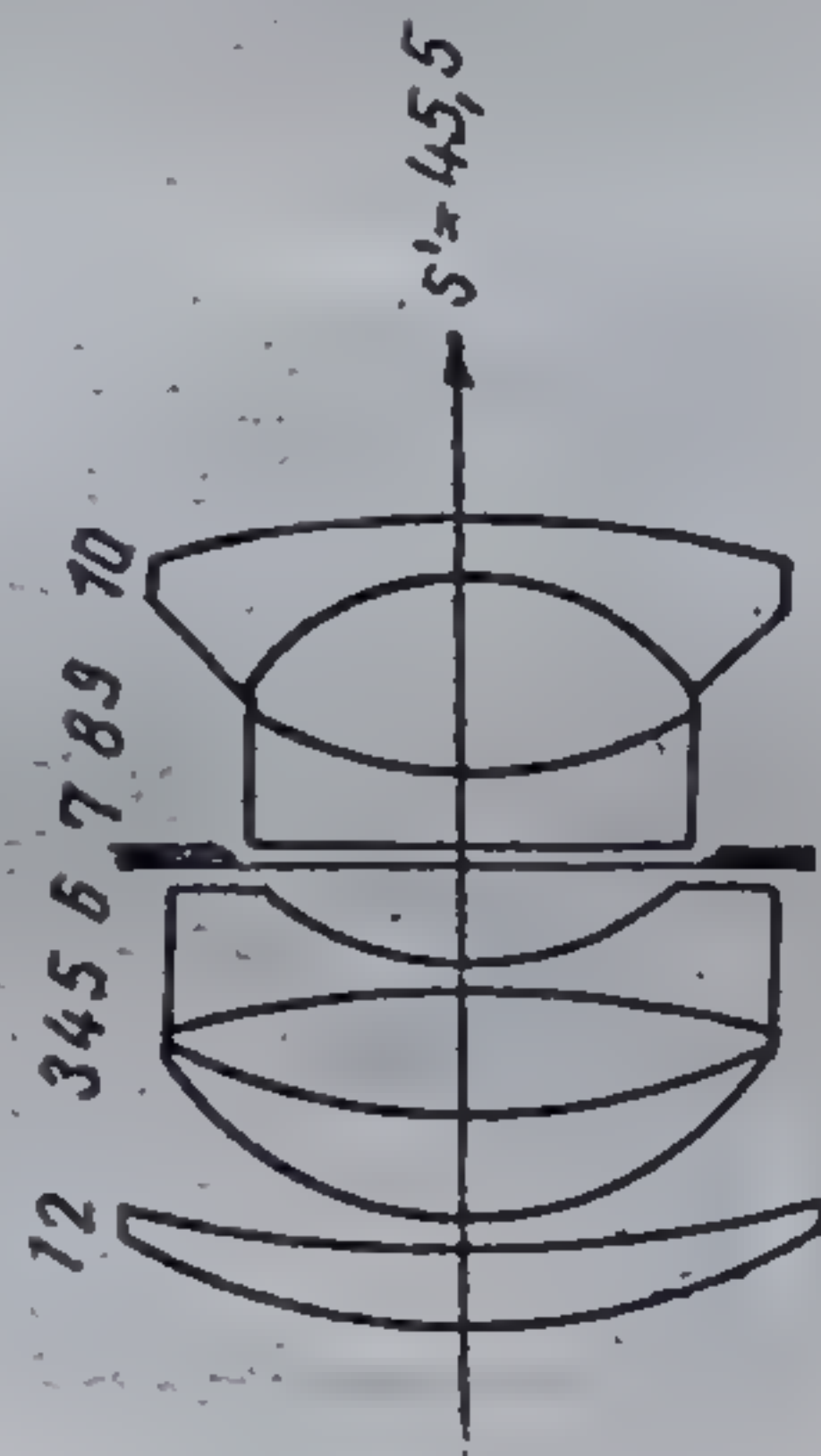
$$P_4/f' = 1/2;$$

$$\sigma_p < 26^\circ$$



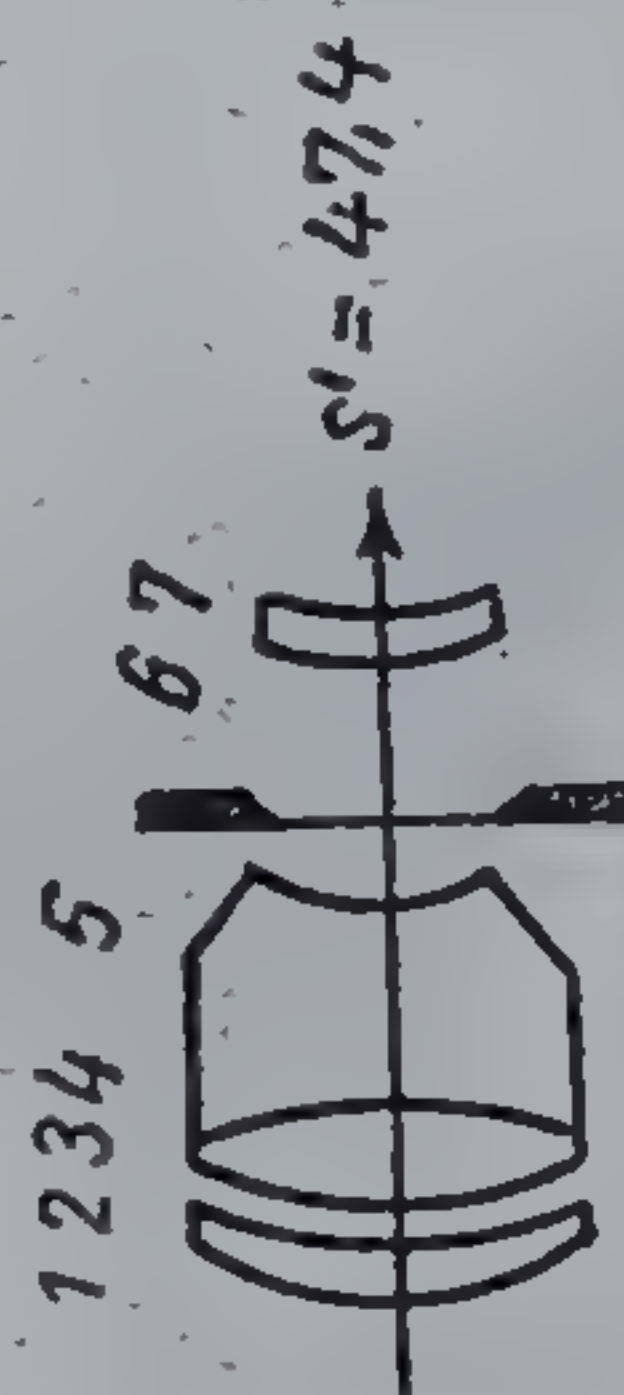
+	63,2	6,5	1,6910	54,8	1,544
+	152,1	0,19	—	—	—
+	36,6	13,1	1,6223	53,1	1,553
+	307,9	1,7	1,5750	41,3	1,574
+	23,8	26,8	—	—	—
+	27,0	1,9	1,6990	30,1	1,600
+	122,5	11,5	1,6676	41,9	1,574
—	36,6	0,19	—	—	—
—	∞	7,6	1,7170	47,9	1,556
—	60,1	—	—	—	—

24 Sonnar
 $P_4/f' = 1/1,4$
 $\sigma_p < 20^\circ$



+	81,85	8,5	1,7439	44,8	—
+	392,7	0,23	—	—	—
+	38,05	10,7	1,7205	50,3	—
+	70,27	9,0	1,4874	70,0	—
—	948,3	1,84	1,7201	29,0	—
+	25,42	13,7	—	—	—
+	1223	6,7	1,5230	51,0	—
+	76,63	21,7	1,7205	50,3	—
—	23,66	3,0	1,6582	57,3	—
—	119,5	—	—	—	—

25 Sonnar
 $P_4/f' = 1/4$
 $\sigma_p < 10^\circ$



+	47,41	3,7	1,5687	63,1	1,530
+	224,3	0,37	—	—	—
+	27,44	7,9	1,4875	70,0	1,527
—	158,8	14,4	1,6034	38,0	1,580
+	17,82	15,3	—	—	—
+	45,40	3,0	1,7283	28,3	1,605
+	84,30	—	—	—	—

26 Cromat simetric H. Köhler și
G. Prade
 $P_4/f' = 1/5,7$
 $\sigma_p < 6,75^\circ$



+	38,9	3,2	1,5168	64,20	1,536
+	62,1	18,4	—	—	—
def.	∞	0,3	1,5168	64,20	1,536
+	254,2	25,4	—	—	—
—	110,9	3,1	1,5168	64,20	1,536
—	43,5	67,8	—	—	—
—	∞	2,2	1,5168	64,20	1,536
—	—	—	—	—	—

Montura obiectivului lunetei trebuie prevăzută cu elemente de ajustare axială (fig. 6.59, *a ... e*) și transversală (fig. 6.59, *f, g, h*). Montura din fig. 6.59, *e* permite variația distanței dintre lentile ori grupuri de lentile în scopul variației distanței focale și deci se recomandă pentru aparatele cu două obiective (telemetre).

6.9.2.5. *Reticulul lunetei.* Lunetele Kepler de măsurare sînt prevăzute cu reticule (v. §4.5) montate în planul imaginii reale. Diametrul reticulului este egal cu diametrul diafragmei de cîmp D_c . Grosimea g a reperului, mărită de ocular de Γ_{oc} ori, trebuie să poată fi percepută de ochi. Deci: $g \cdot 250 / f'_0 > 3 \cdot 10^{-4} \cdot 250 = 0,075 \text{ mm}$. Grosimea $g < f'_{ob} \cdot \text{tg } 30'' = f'_{ob} \cdot 14 \cdot 10^{-5}$, unde $30''$ reprezintă acoperirea unghiulară a reperului.

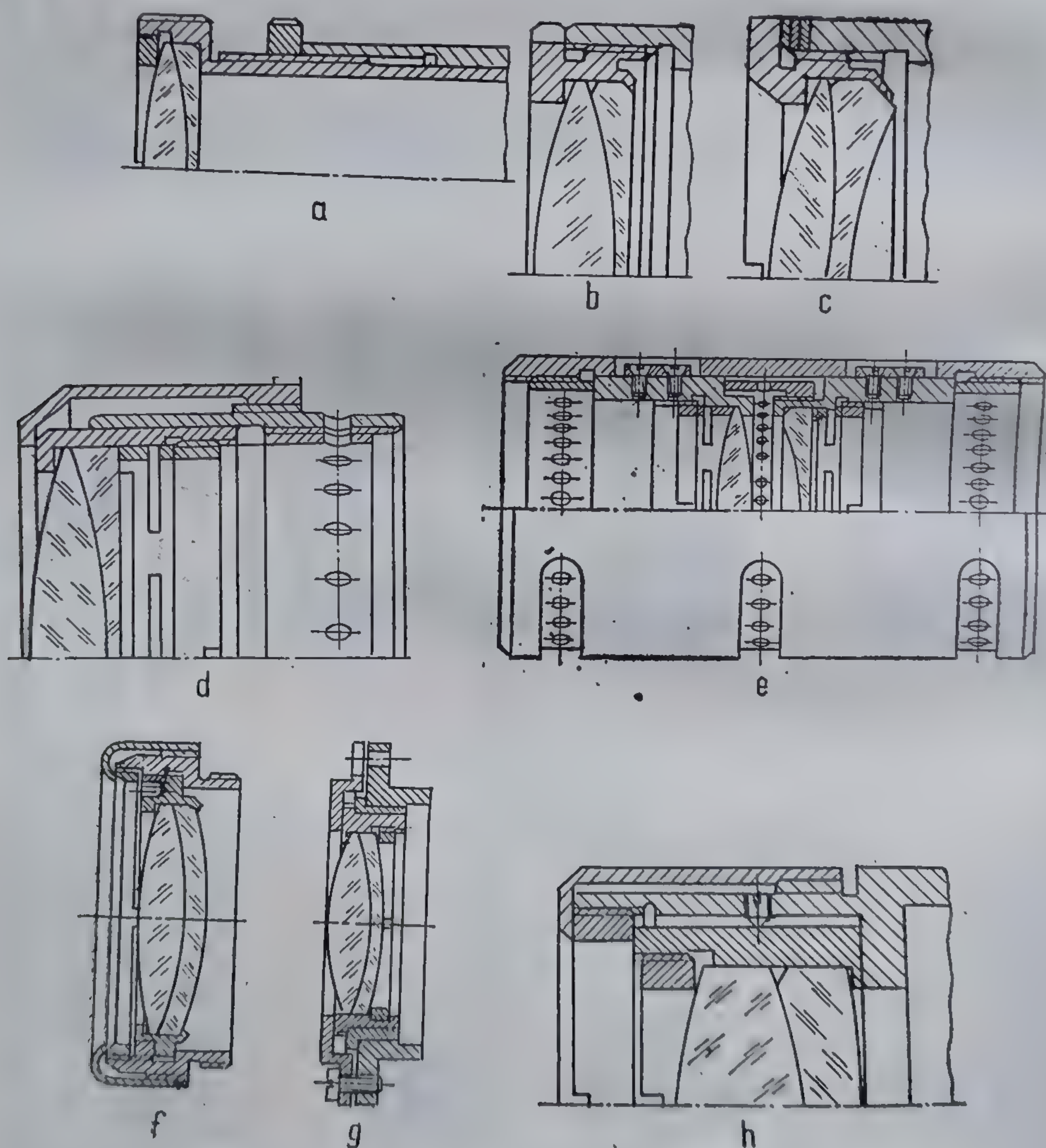


Fig. 6.59. Monturi pentru obiective de aparate afocale:
a, b, c, d, e pentru poziționarea axială; *f, g, h* — pentru poziționarea radială.

Unele reticule au scara uniformă, cu valoarea diviziunii egale cu o miime (unghiul la centru corespunzător unui arc cu lungimea de 1 m de pe circumferința unui cerc cu raza $r = 1\,000$ m). Miimea poate fi adevărată atunci când $L = 2\pi r = 6280$ m, instrumentală $m_i = 2\pi/6400$ rad și Rimaihlo $1\,m_R = 2\pi/6000$ rad.

Cunoscînd valoarea unghiulară α a unei diviziuni, se calculează mărimea diviziunii $\Delta = f'_{ob} \operatorname{tg} \alpha$.

Dacă se consideră un obiect cu înălțimea $H = \text{const}$, se poate determina distanța D pînă la aceasta, observînd în reticul reperul care corespunde acestei înălțimi. Impunînd distanța D , se calculează diviziunea Δ corespunzătoare: $\Delta = f'_{ob} \cdot H/D$. ($f'_{ob} = \text{const}$).

6.9.2.6. *Ocularul lunetei Kepler*. Imaginea y' a obiectului y trebuie să se formeze în planul focal imagine al obiectivului, suprapusă cu reticulul fix. Din acest motiv observatorul trebuie să deplaseze ocularul pînă cînd imaginea finală y'' se formează în „punctum remotum” care, funcție de ametropie, poate avea abscise pozitive sau negative. Prin urmare, este avantajos ca ocularul să fie pozitiv, eventual prevăzut cu dispozitiv de dioptrii (v. § 6.3.3). Dacă, în considerentele menționate mai sus, se folosesc oculare Huygens, reticulul se montează fix în fața lentilei de ochi, lentilă care trebuie să fie deplasabilă.

Metodologia pentru calculul de gabarit al ocularilor se găsește în [21]. În tabelul 6.5 sînt elementele optice ale unor oculare pentru lunete, iar în § 6.3.3 se găsesc elementele constructive mecanice pentru diferite oculare.

Pentru calculul aberațiilor ocularului se pornește de la pupila de ieșire, care se consideră pupilă de intrare, și se efectuează calculul în amonte pentru a găsi aberațiile în planul focal obiect al ocularului.

În mod corespunzător, unghiul σ'_p devine unghi de deschidere al razelor extraaxiale. Cu alte cuvinte, se rotește ocularul cu 180° și se consideră obiectul situat la infinit. Fasciculele oblice fac unghiul σ'_p u axa optică.

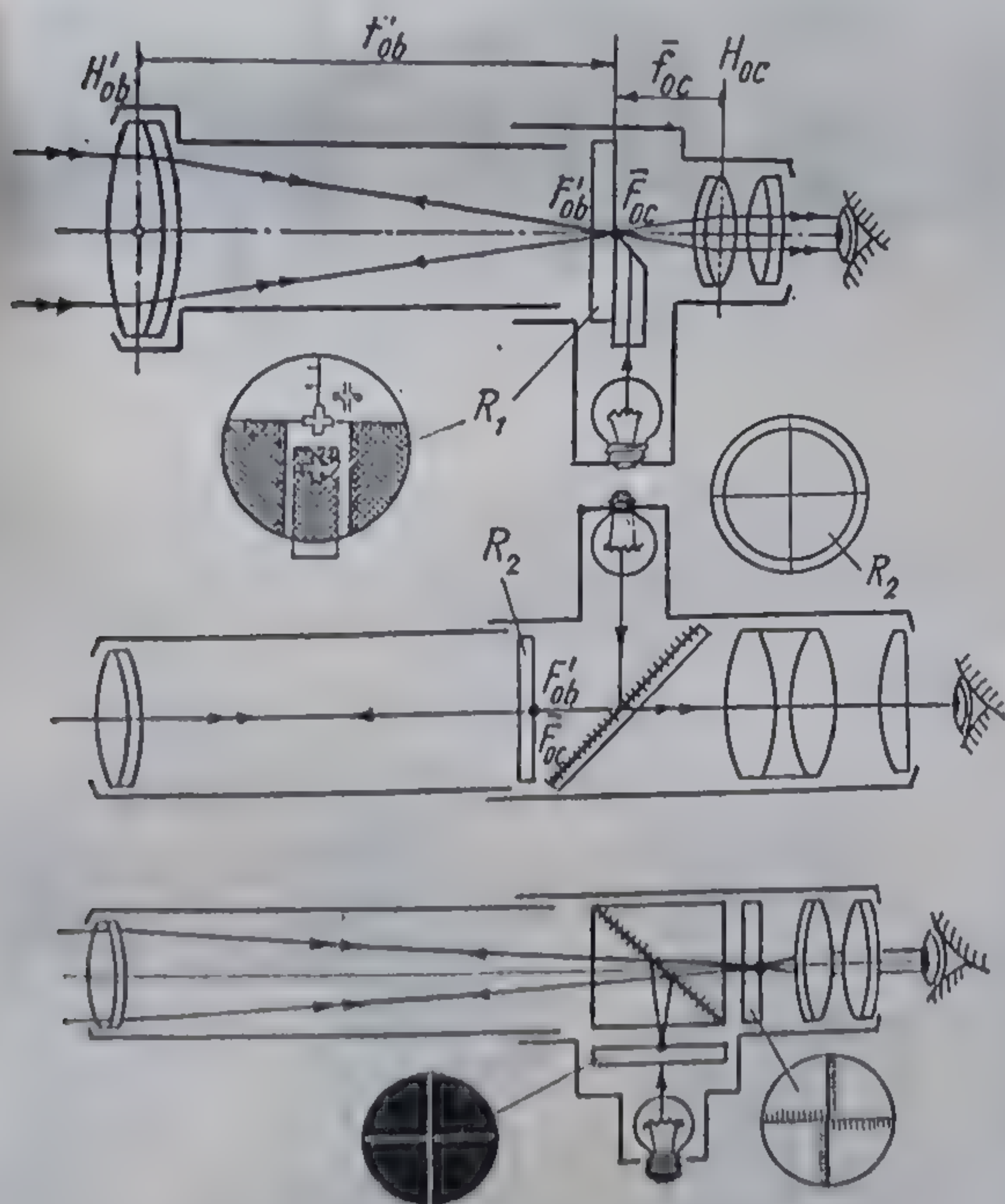


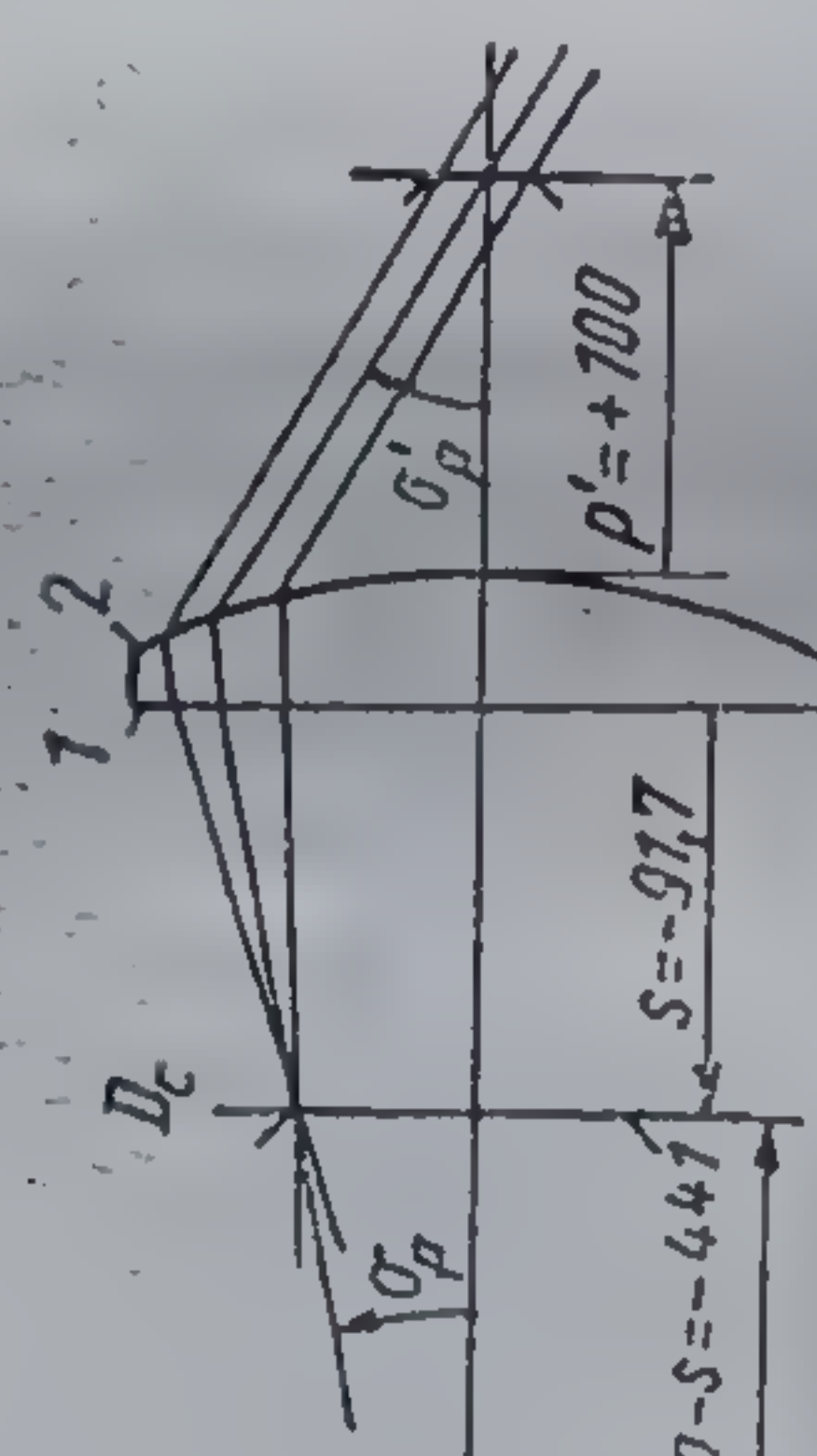
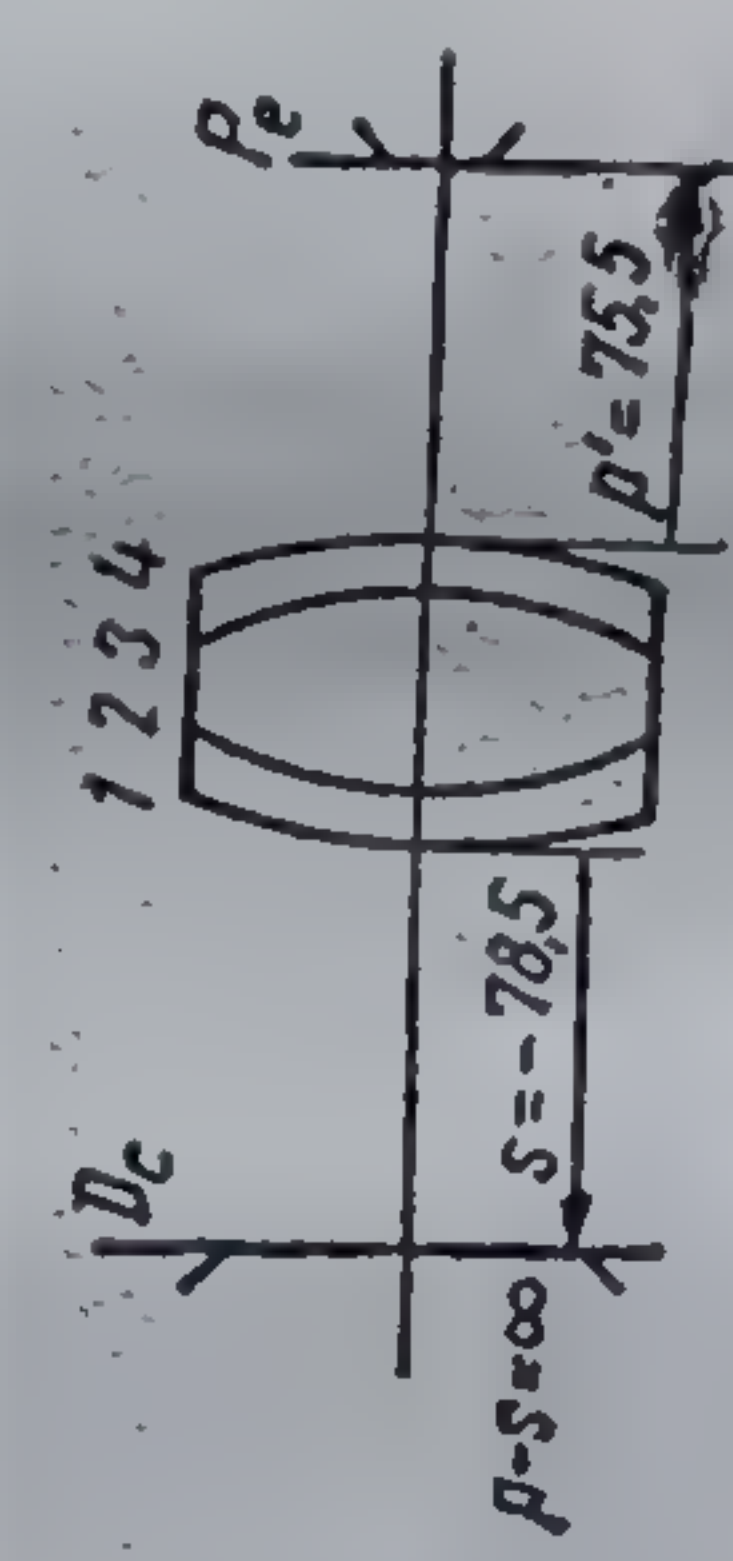
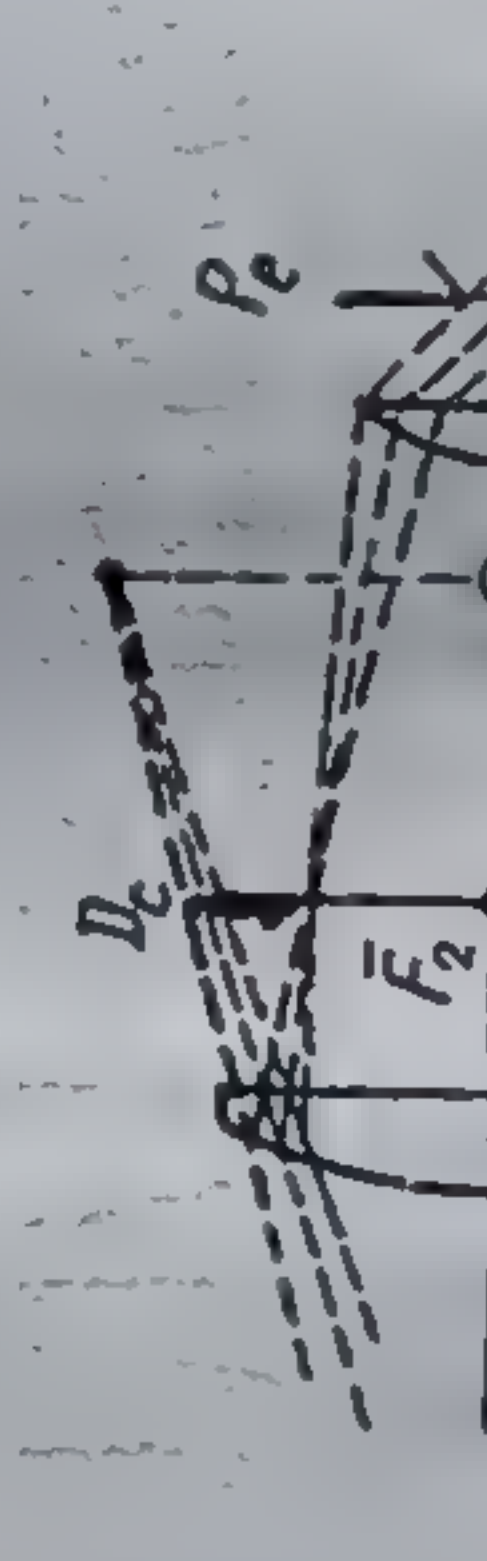
Fig. 6.60. Lunete autocolimatoare.

6.9.3. Lunete autocolimatoare

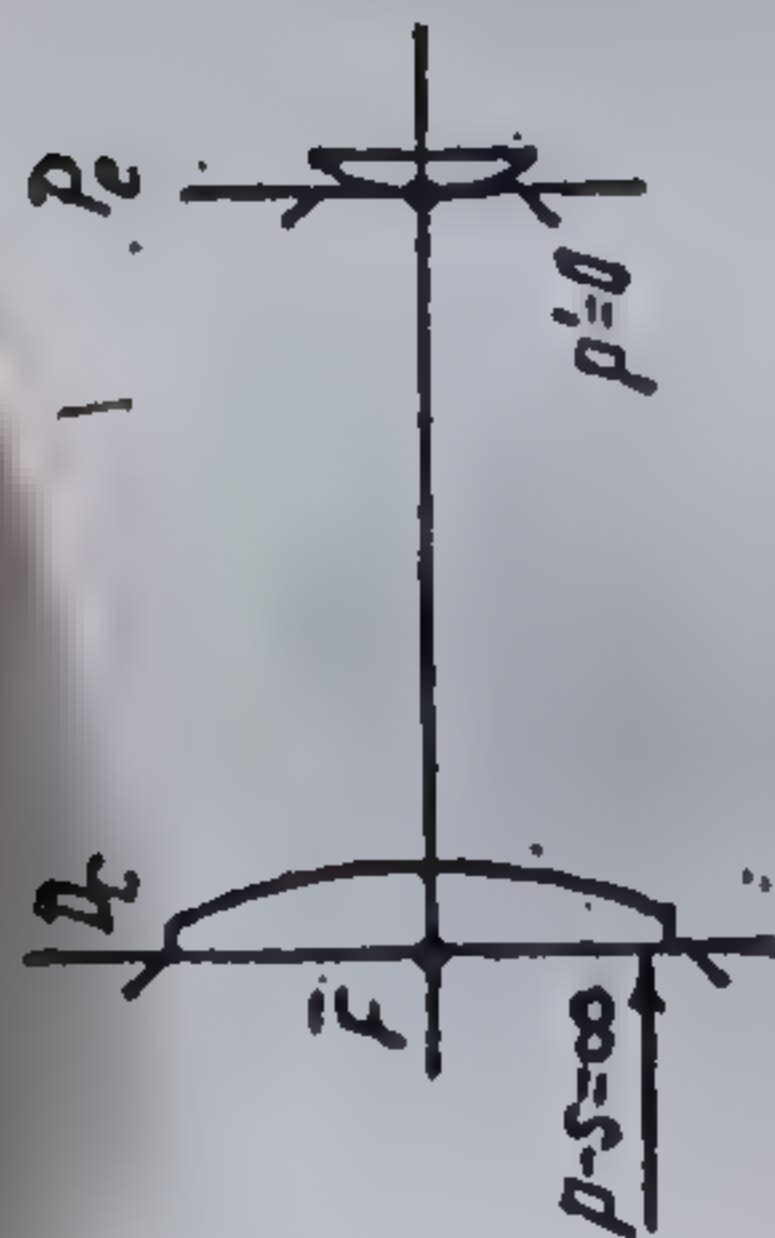
6.9.3.1. Schema de principiu.

Prin suprapunerea unei lunete Kepler reglată pentru ∞ cu un colimator, rezultă o lunetă autocolimatoare (fig. 6.60). Aceasta servește pentru măsurarea unghiurilor mici, verificarea rectilității, planeității, paralelismului și perpendicularității.

Tabelul 6.5. Oculare pentru lunete ($f'_0 = 100 \text{ mm}$)

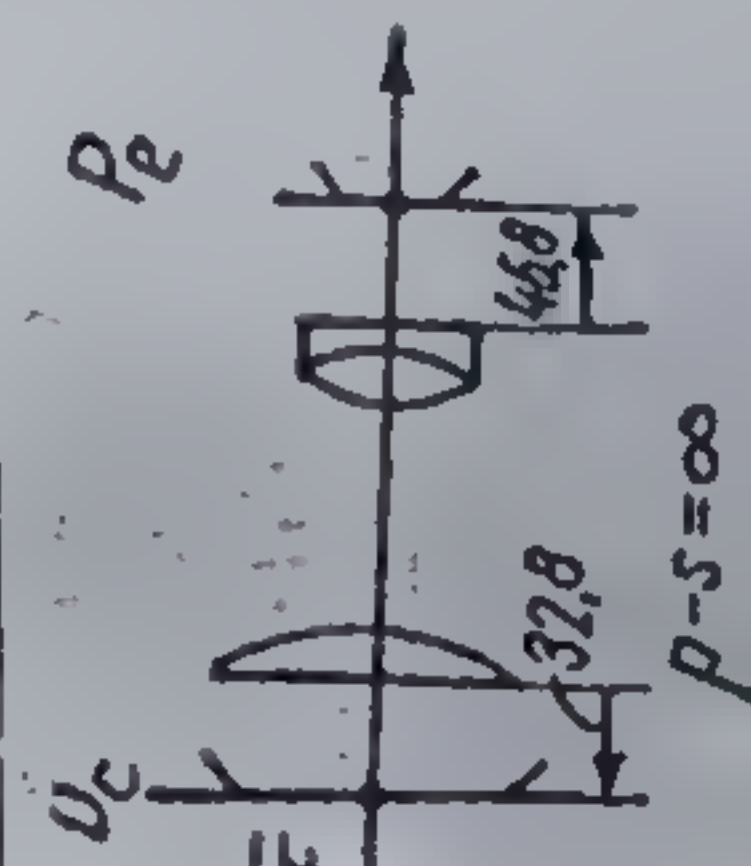
Denumirea tipului	Schema optică	Caracteristici				
		r	d	n_d	v_d	
1	2	3	4	5	6	
Nr. 1. Lentilă plan-convexă $\sigma'_p < 12^\circ$; $\Sigma P = +0,66$ (P)		1 : ∞ 2 : $-51,68$	12,0	1,5168	64,20	
Nr. 2. Ocular monocentric $\sigma'_p < 15^\circ$; $\Sigma P = +0,80$ (P _{npn})		1 : $+75,6$ 2 : $+39,4$ 3 : $-39,4$ 4 : $-75,6$	8,73 40,0 8,73	1,6200 1,5169 1,6200	36,3 59,6 36,3	
Nr. 3. Ocular Huygens $\sigma'_p < 15^\circ$; $\Sigma P = +1,238$ (1)-(1) (P)-(P)		1 : $+91,6$ 2 : ∞ 3 : $+45,8$ 4 : ∞	16,8 1,100 7,2	1,6074 — 1,6074	56,7 — 56,7	

Nr. 4. Ocular Ramsden
 $\sigma'_p < 25^\circ$, $\Sigma P = +1,32$
 (1)-(1)
 (P)-(P)



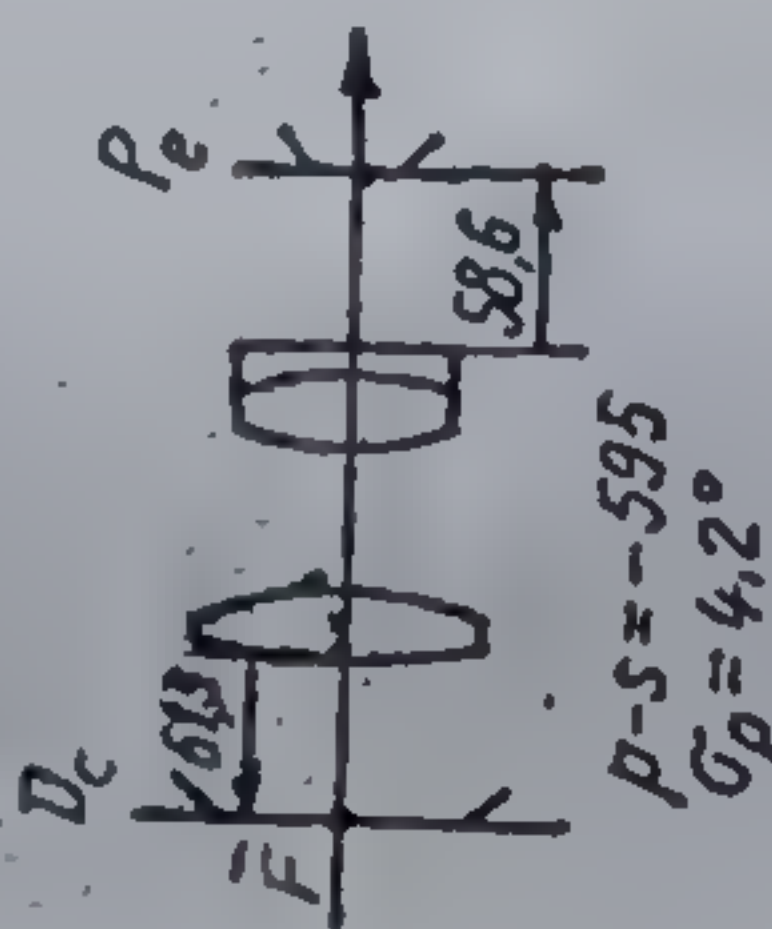
1 : ∞	12,0	1,5168	64,20
2 : - 51,7	100,0	-	-
3 : + 51,7	12,0	1,5168	64,20
4 : ∞			

Nr. 5. Ocular Kellner
 $\sigma'_p < 20^\circ$, $\Sigma P = +0,89$
 (1)-(2)
 (P)-(P_{ps})



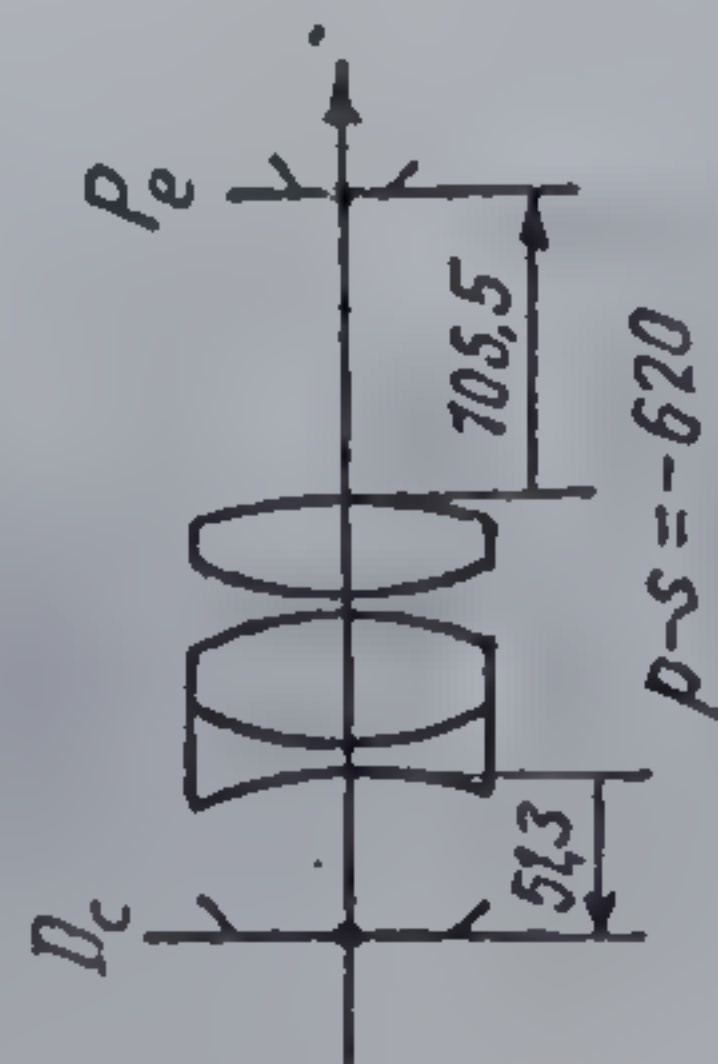
1 : ∞	14,0	1,5100	63,5
2 : - 100	78,0	-	-
3 : + 53,8	16,0	1,5100	63,5
4 : - 53,8	4,0	1,6128	36,9
5 : ∞			

Nr. 6. Ocular Kellner modificat
 $\sigma'_p < 25^\circ$, $\Sigma P = +0,76$
 (1)-(2)
 (P)-(P_{ps})



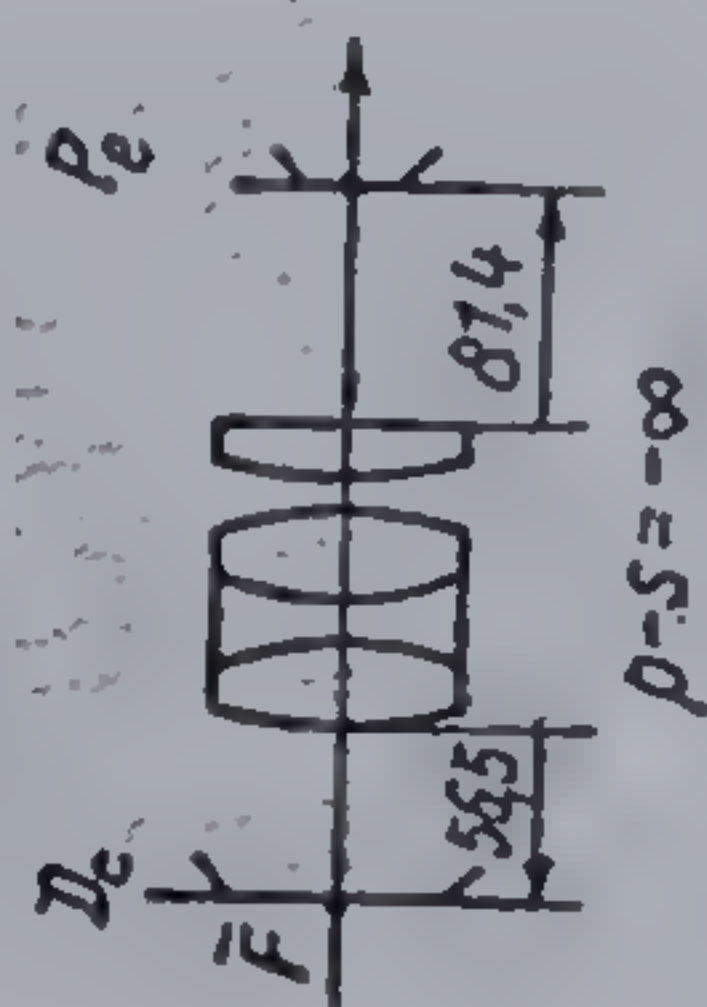
1 : + 396	21,4	1,6204	60,29
2 : - 160	44,8	-	-
3 : + 85,0	33,7	1,6031	60,68
4 : - 77,8	5,6	1,7283	28,34
5 : - 1165	-	-	-

Nr. 7. Ocular König
 $\sigma'_p < 25^\circ$, $\Phi P = +0,56$
 (2)-(1)
 (P_{ps})-(P)



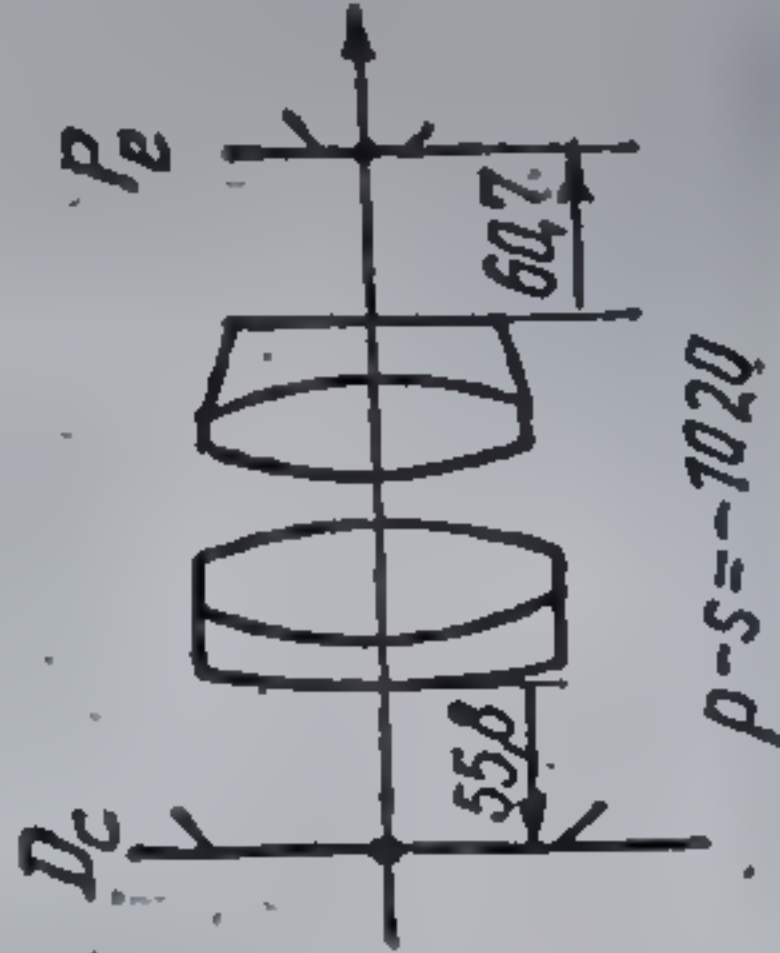
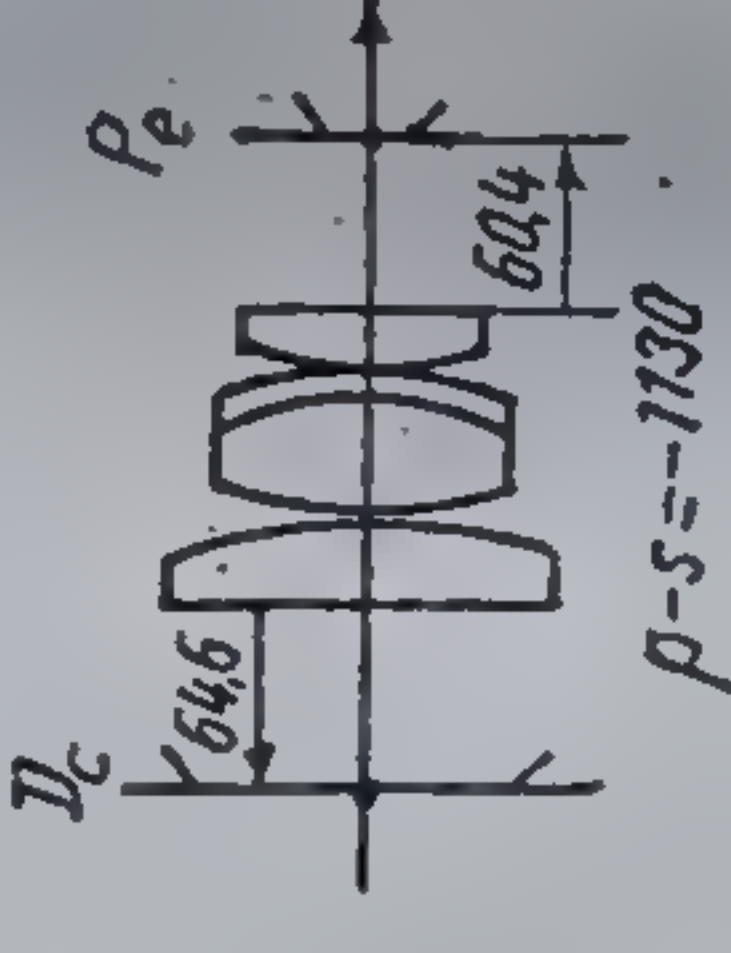
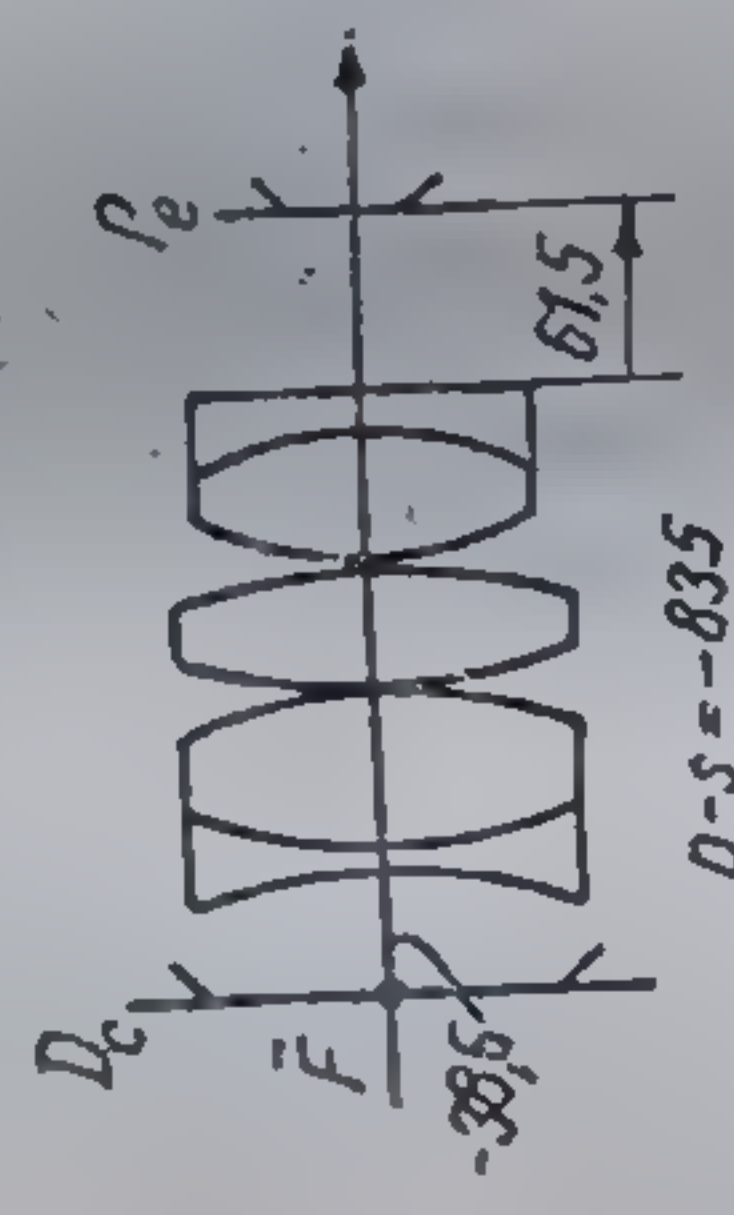
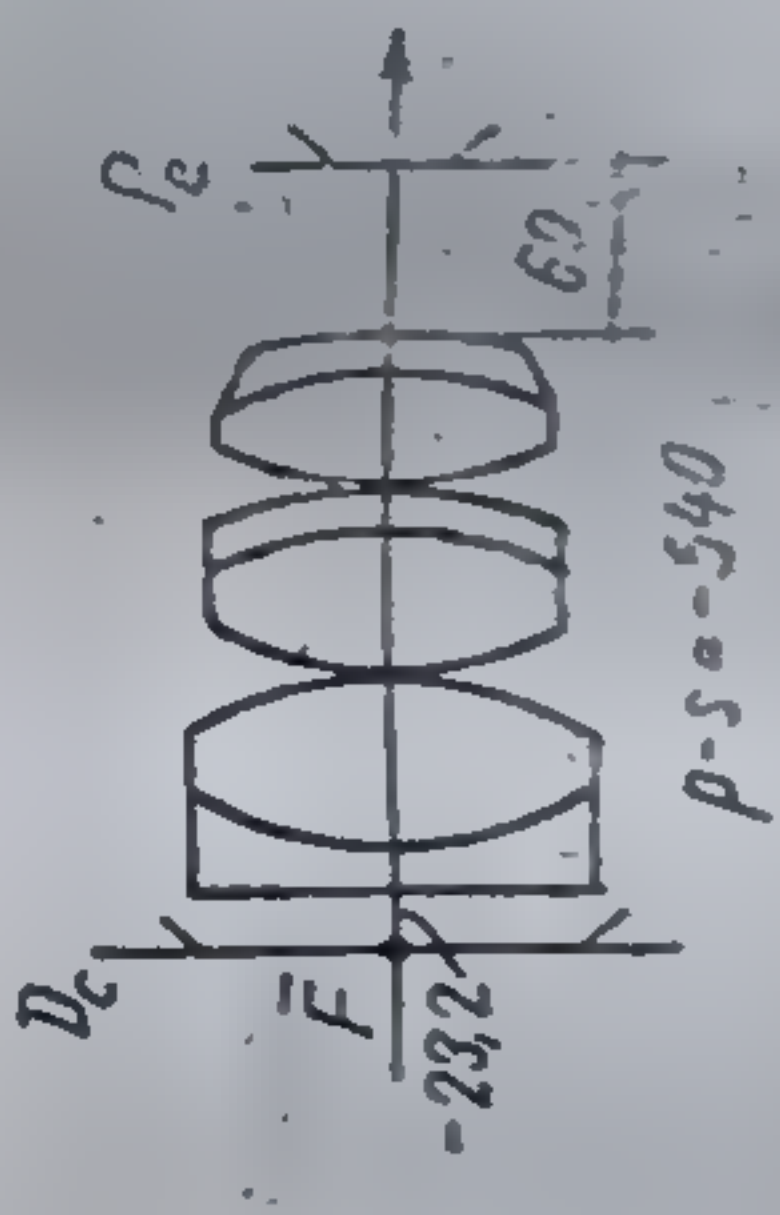
1 : - 225	10,2	1,7552	27,5
2 : + 83,6	50,6	1,6228	56,9
3 : - 102	0,7	-	-
4 : + 110	33,3	1,6074	56,7
5 : - 458	-	-	-

Nr. 8. Ocular ortoscopic
 $\sigma'_p < 25^\circ$, $\Sigma P = +0,72$
 (3)-(1)
 (P)_{ps}-(P)

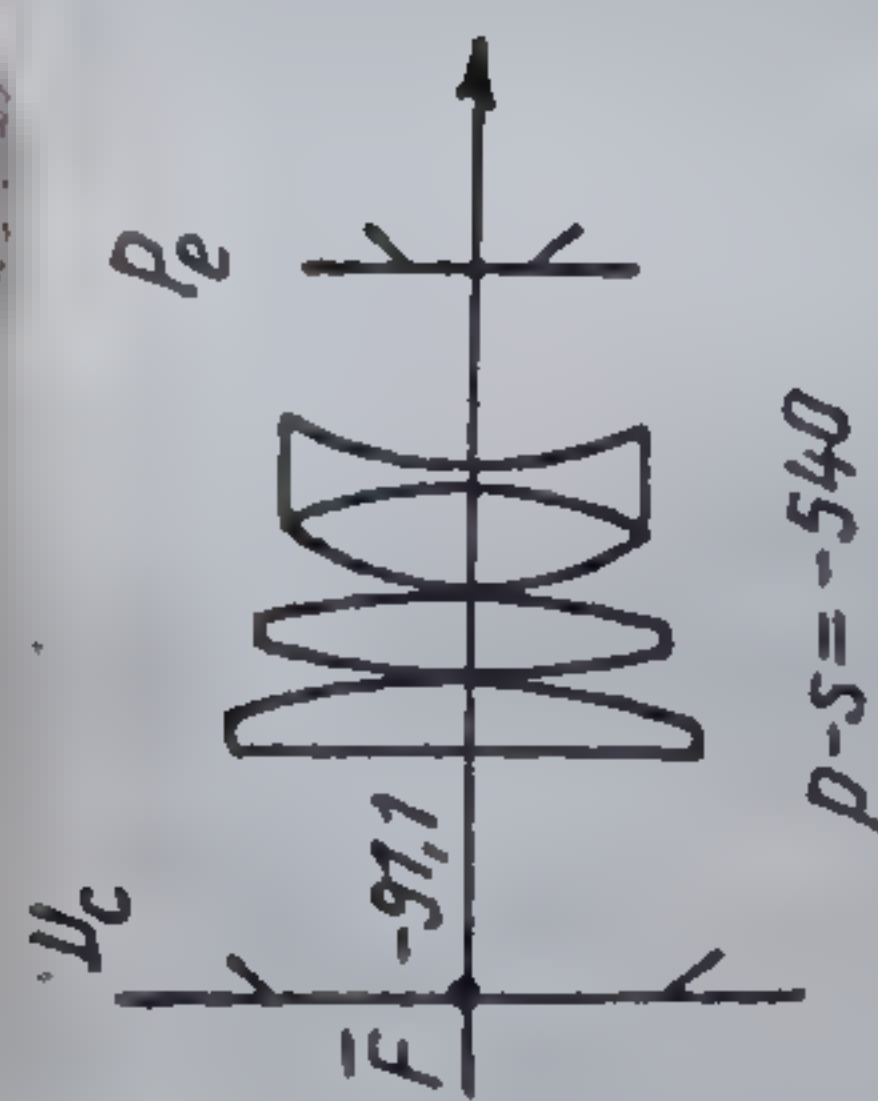


1 : + 184	31,3	1,6073	49,2
3 : - 77,5	6,25	1,7618	26,5
3 : + 77,5	34,3	1,6073	59,5
4 : - 156	0,6	-	-
5 : + 101	21,9	1,7283	28,3
6 : ∞			

Tabelul 6.5 (continuare)

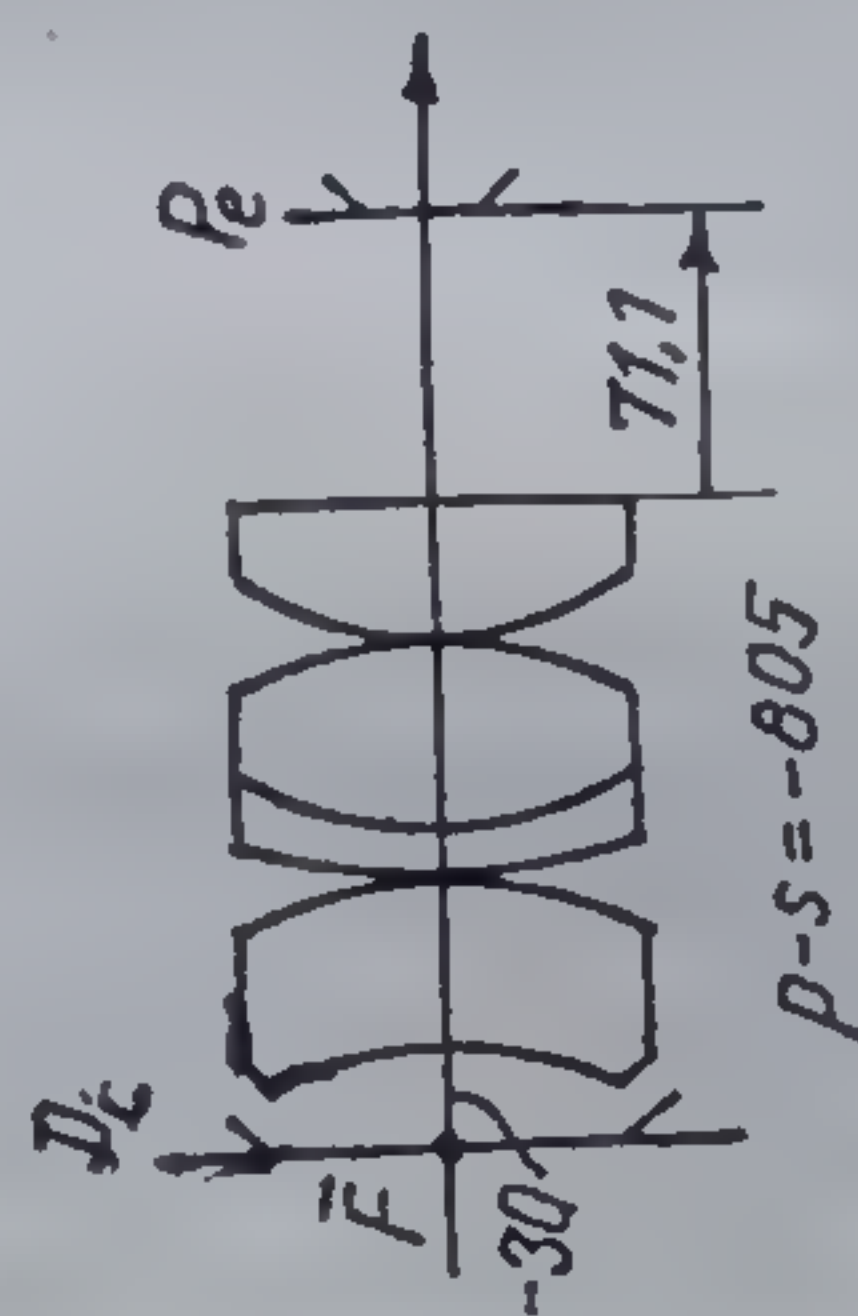
1		2	3	4	5	6
Nr. 9. Ocular Plössel $\sigma'_p < 30^\circ$, $\Sigma P = +0,77$ (2)-(2) (P _{sp})-(P _{pn})			1 : + 362 2 : + 96,7 3 : - 145 4 : + 101 5 : - 128 6 : - 745	8,5 51,0 7,7 40,3 17,0	1,7283 1,5523 1,6073 1,6483	28,34 63,49 49,25 33,77
Nr. 10. Ocular triplet $\sigma'_p < 35^\circ$, $\Sigma P = +0,75$ (1-2)-(1) (P _p -P _s)-(P)			1 : + 1310 2 : - 150,2 3 : + 224,5 4 : - 106,5 5 : - 1275 6 : + 106,2 7 : - 622	30,2 0,7 40,3 6,7 0,7 23,5	1,5596 1,5168 1,7283 1,5523	61,23 64,20 28,34 63,49
Nr. 11. Ocular Erfle $\sigma'_p < 35^\circ$, $\Sigma P = +0,62$ (2)-(1-2) (P _{sp})-(P _p -P _n)			1 : - 465 2 : + 136,1 3 : - 179,5 4 : + 246 5 : - 246 6 : + 107 7 : - 176 8 : - 3020	9,8 55,0 0,7 39,3 0,7 52,3 9,8	1,6488 1,5523 1,4875 1,5523 1,7283	33,77 63,49 70,04 63,49 28,34
Nr. 12. Ocular din trei grupuri $\sigma'_p < 42^\circ$, $\Sigma P = +0,66$ (2)-(2-2) (P _{np})-(P _{pn} -P _n)			1 : - 466 2 : + 131,5 3 : - 156 4 : + 194,5 5 : - 141 6 : - 247 7 : + 143 8 : - 168 9 : - 451	9,1 61,4 0,9 52,2 9,0 0,9 38,7 9,1	1,6483 1,5168 1,5567 1,7283 1,5567 1,7283	33,77 64,20 58,54 28,34 58,54 28,34

Nr. 13. Ocular Bertele
 $\sigma'_p < 35^\circ$, $\Sigma P = +0,54$



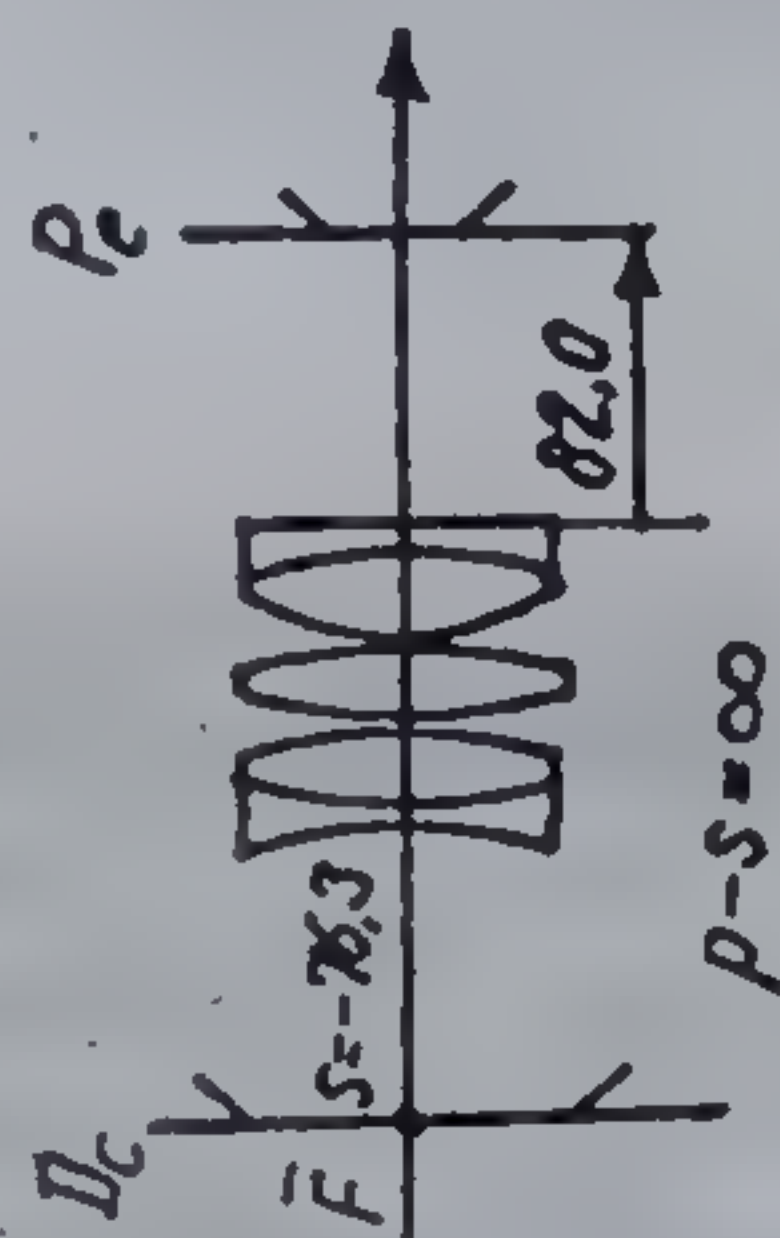
1 :	∞	2,5	1,6073	59,5
2 :	-159	1,0		
3 :	+367,6	21	1,6073	59,5
4 :	-338,5	0,5	1,6073	59,5
5 :	+80,0	31	1,6073	59,5
6 :	-222,0	25	1,6477	33,9
7 :	+103,5			

Nr. 14. Ocular din trei
 grupului mit einfachem
 $\sigma'_p < 30^\circ$, $\Sigma P = +0,56$



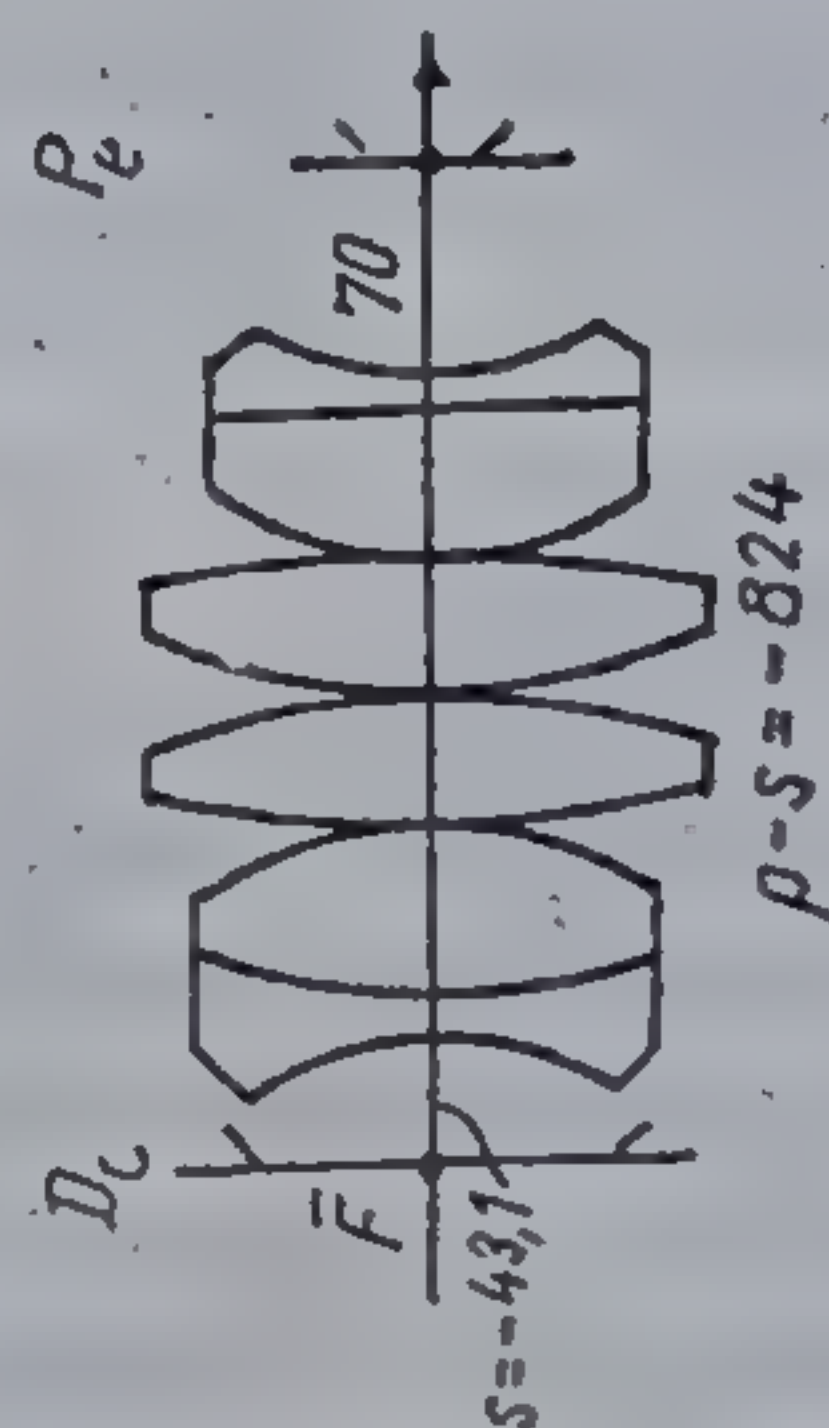
1 :	-139	53,6	1,6204	60,3
2 :	-139	0,9		
3 :	+975	8,9	1,7618	26,5
4 :	+110	56,2	1,6204	60,3
5 :	-175,1	0,9		
6 :	+105,8	37,2	1,5523	63,5
7 :	∞			

Nr. 15. Planocular astro
 $\sigma'_p < 25^\circ$, $\Sigma P = 0,60$



1 :	-207	6,9	1,7283	28,3
2 :	+283,5	18,8	1,6073	59,5
3 :	-134	0,6		
4 :	+237,5	18,8	1,6073	59,5
5 :	-474	0,6		
6 :	+83,5	21,9	1,6074	56,7
7 :	-263,8	6,3	1,72823	28,3
8 :	+307			

Nr. 16. Ocular pentru binoclu
 $\sigma'_p < 35^\circ$, $\Sigma P = 0,25$
 $(2)-(1-1-2)$
 $(2-1)-(1-2)$



1 :	-99,0	1,12	1,7283	28,3
2 :	+332	59,5	1,6074	56,7
3 :	-132	0,75		
4 :	+2340	39,2	1,6204	60,3
5 :	-208	0,75		
6 :	+231	39,2	1,6230	58,1
7 :	-1030	0,75		
8 :	+100,5	52,0	1,5918	58,2
9 :	∞	11,3	1,7618	26,5
10 :	+112,8			

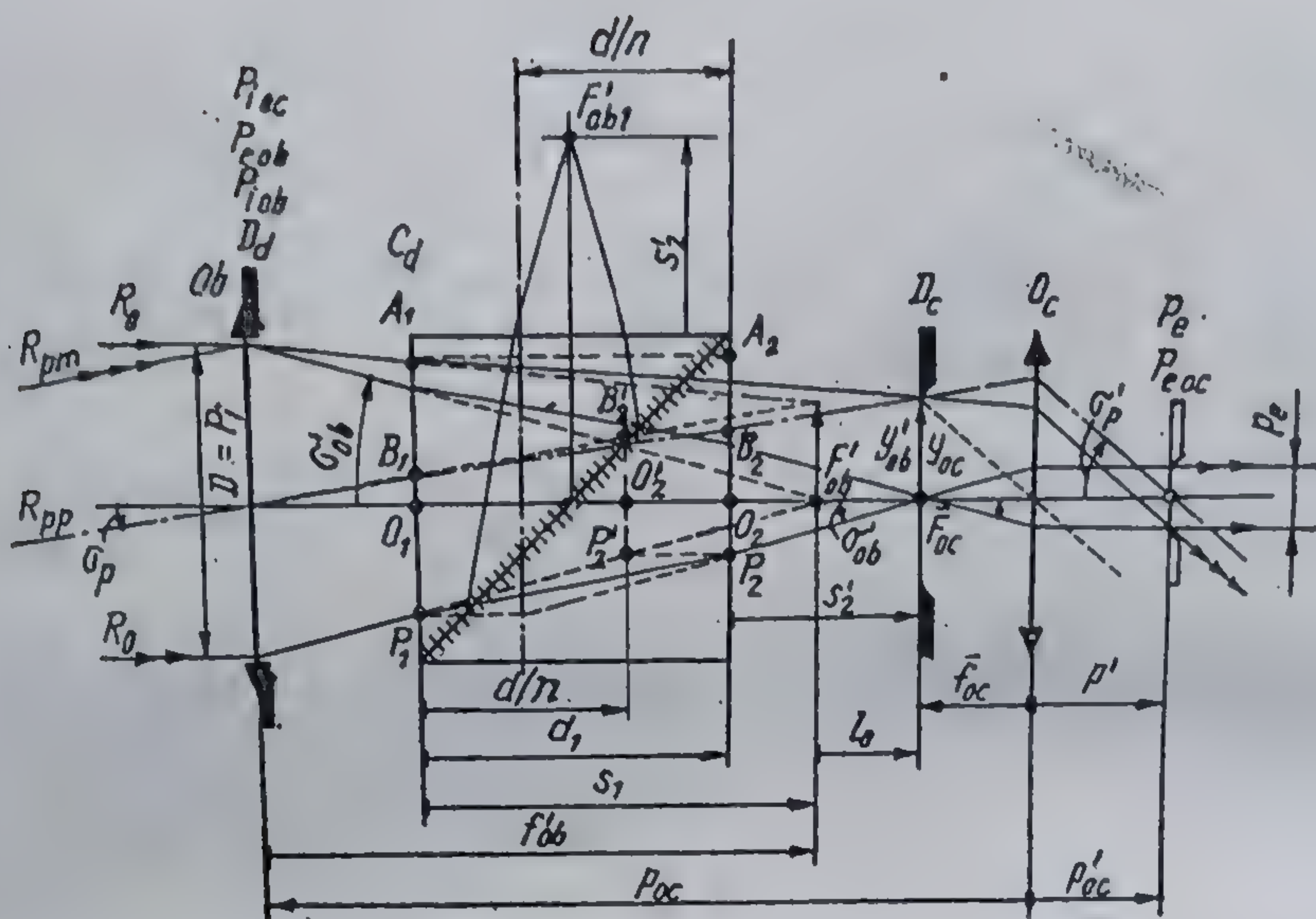


Fig. 6.61. Schemă pentru calculul lunetei autocolimatoare cu cub divizor.

La calculul lunetei cu cub divizor (fig. 6.61) trebuie să se țină seama de acțiunea prisme. Astfel, aberația de sfericitate a prisme trebuie să fie compensată de obiectiv. De asemenea, pentru eliminarea aberațiilor cromatice de mărire, suprafețele de intrare și de ieșire trebuie să fie perpendiculare pe axa optică. Dacă prisma nu satisface această condiție, ei i se asociază o a doua prismă.

Diametrul D_1 al tubului luminos pe dioptrul 1, se determină folosind razele pupilare marginale trasate în planul meridian și poziția primului dioptru în schema aparatului.

În fig. 6.61, se observă că diametrul $D_1 = 2\overline{O_1A_1}$ este determinat de raza pupilară marginală R_{pm} . Prisma poate fi înlocuită cu o lamă plan-paralelă cu grosimea redusă $d_R = d/n$, lamă care nu provoacă refracția luminii, deoarece diametrul fasciculului în planul dioptrului 2 este $2\overline{O_2P_2} = 2\overline{O_2'P_2'}$. Se va ține seama însă de faptul că nu se admite diafragmarea razei pupilare principale R_{pp} , adică prisma trebuie să aibă cel puțin diametrul $2\overline{O_2'B_2'}$. Dacă se consideră fasciculul limitat de razele obiective R_0 , diametrul $D_1 = 2\overline{O_1P_1} = 2s_1 \tan \sigma'_{ob}$. După aceea se deplasează focarul F'_{ob} și deci poziția diafragmei de câmp și focarul obiect al ocularului la distanța $l_0 = (n - 1) d/n$ față de poziția inițială adică la distanța $f'_{ob} + l_0$ față de planul principal al obiectivului.

6.9.3.2. *Imprecizia.* Imprecizia lunetei autocolimatoare se determină astfel (fig. 6.62): $H = 2 f'_{ob} \bar{\alpha}$; $\bar{\alpha} = H/2 f'_{ob}$; $\bar{\alpha} = \alpha''/206265$; $\bar{\alpha} = 0,0000043 \alpha'' = 5 \cdot 10^{-6} \alpha''$; $\alpha'' = 206265 \bar{\alpha}$. Pentru $f'_{ob} = 500 \text{ mm}$ și $\alpha = 1''$ se obține $H = 2 \cdot 500 \cdot 1000 \mu\text{m} \cdot 1''/206265 \approx 5 \mu\text{m}$.

La captarea prin coincidență, imprecizia este $u = \pm 20 \mu\text{m}/\Gamma_{oc}$, pentru $\Gamma_{oc} = 10X$ rezultă $u = \pm 20/10 = \pm 2 \mu\text{m}$. Dacă captarea are loc prin simetrie, $u = \pm 6 \mu\text{m}/\Gamma_{oc} = \pm 6 \mu\text{m}/10 = \pm 0,6 \mu\text{m}$. Eroarea unghiulară rezultă astfel: $\bar{\alpha} = h/2 f'_{ob} = 0,6/2 \cdot 500 \cdot 1000 = 6 \cdot 10^{-7}$; $\alpha'' = \bar{\alpha} \cdot 206 \cdot 265 = 0,1237590$. Dacă se dorește o eroare mai mică, trebuie mărită distanța fo-

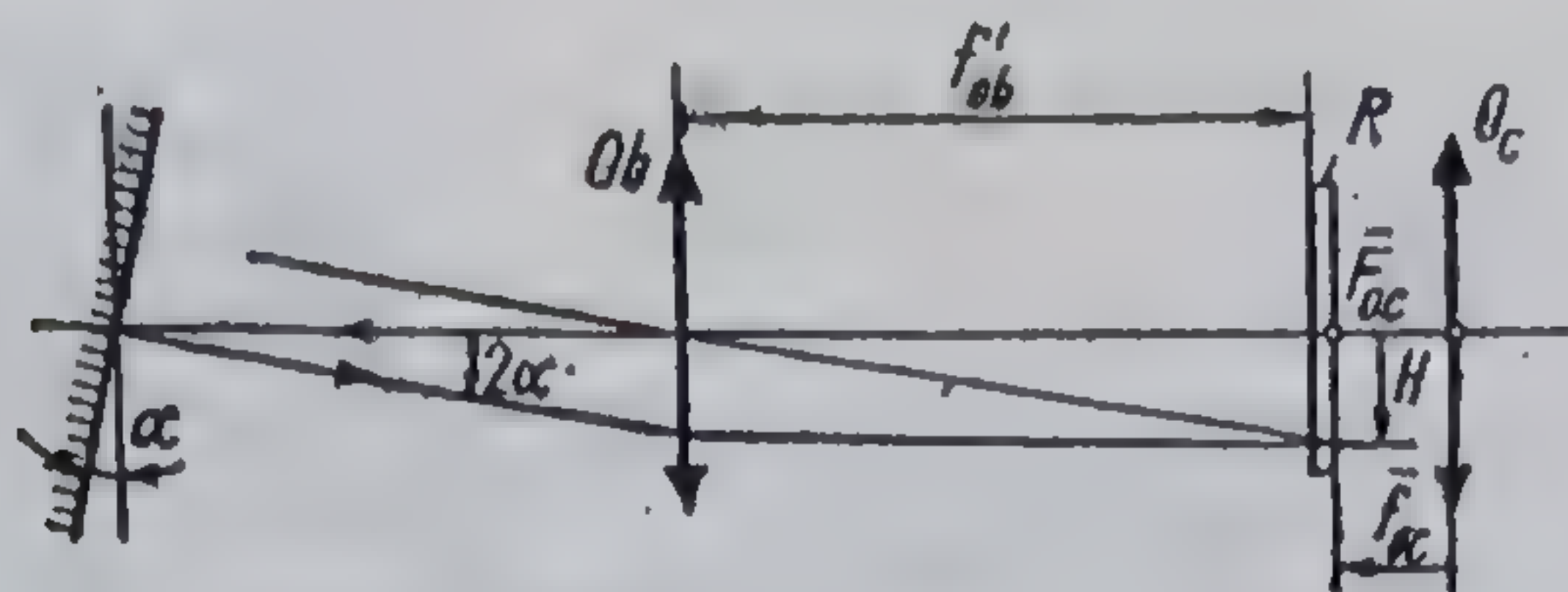


Fig. 6.62. Schema pentru calculul impreciziei lunetei autocolimatoare.

cală f'_{ob} . În afară de aceasta, intervine eroarea cauzată de aberația de sfericitate $\Delta s'$. Pentru înălțimea de incidență H_0 , eroarea este $\Delta\alpha = \Delta s' H_0 / f'^2_{ob}$. Pentru același exemplu, $H_0 = 20$ mm și $\Delta s' = 0,01$ mm se obține: $\bar{\alpha} = 0,01 \cdot 20 / 500^2 = 0,2 / 500^2 = 0,00008'$; $\alpha'' = \bar{\alpha} 206265 = 0,165''$.

Pentru mărirea preciziei trebuie mărită focala, micșorată deschiderea relativă și îmbunătățită corecția aberațiilor.

6.9.3.3. *Luneta autocolimatoare cu interpolator*. Pentru măsurări de precizie ridicată se folosesc lunete autocolimatoare cu focale mari și interpolatoare. În fig. 6.63 este reprezentată luneta AK 0,25 (URSS). Interpolatorul este alcătuit din lama R_m (scara minutelor) fixă și lama R_s (scara secundelor), lipită pe lentila convergentă deplasabilă transversal L_c , lentilă care deplasează transversal imaginea reperului dublu R_1 pînă la captarea sa simetrică pe scara minutelor. În același timp se deplasează și scara secundelor față de indicele R_m (fix) pe scara minutelor. Domeniul de măsurare: $D_m = 0 \dots 6'$; valoarea diviziunii $V_a = 0,25''$. Exemplu de citire: $3' 7,5''$.

Luneta autocolimatoare Leitz (fig. 6.64, a) are $V_a = 0,1''$ sau $0,5''$, funcție de interpolatorul folosit. Acesta conține o lamă plan-paralelă L situată în calea fasciculului luminos și poate fi înclinată prin rotirea butonului B , care, prin intermediul pinionului P_1 , coroanei dințate C și știftului S acționează cama K . Coroana C este legată rigid de reticulul R_s , care conține scara circulară a secundelor. Lama R_m conține scara minutelor și suplimentar, un reper (index vertical) pentru citirea scării secundelor.

Lama R_m poate fi deplasată cu șurubul S pentru reglarea scării minutelor la zero.

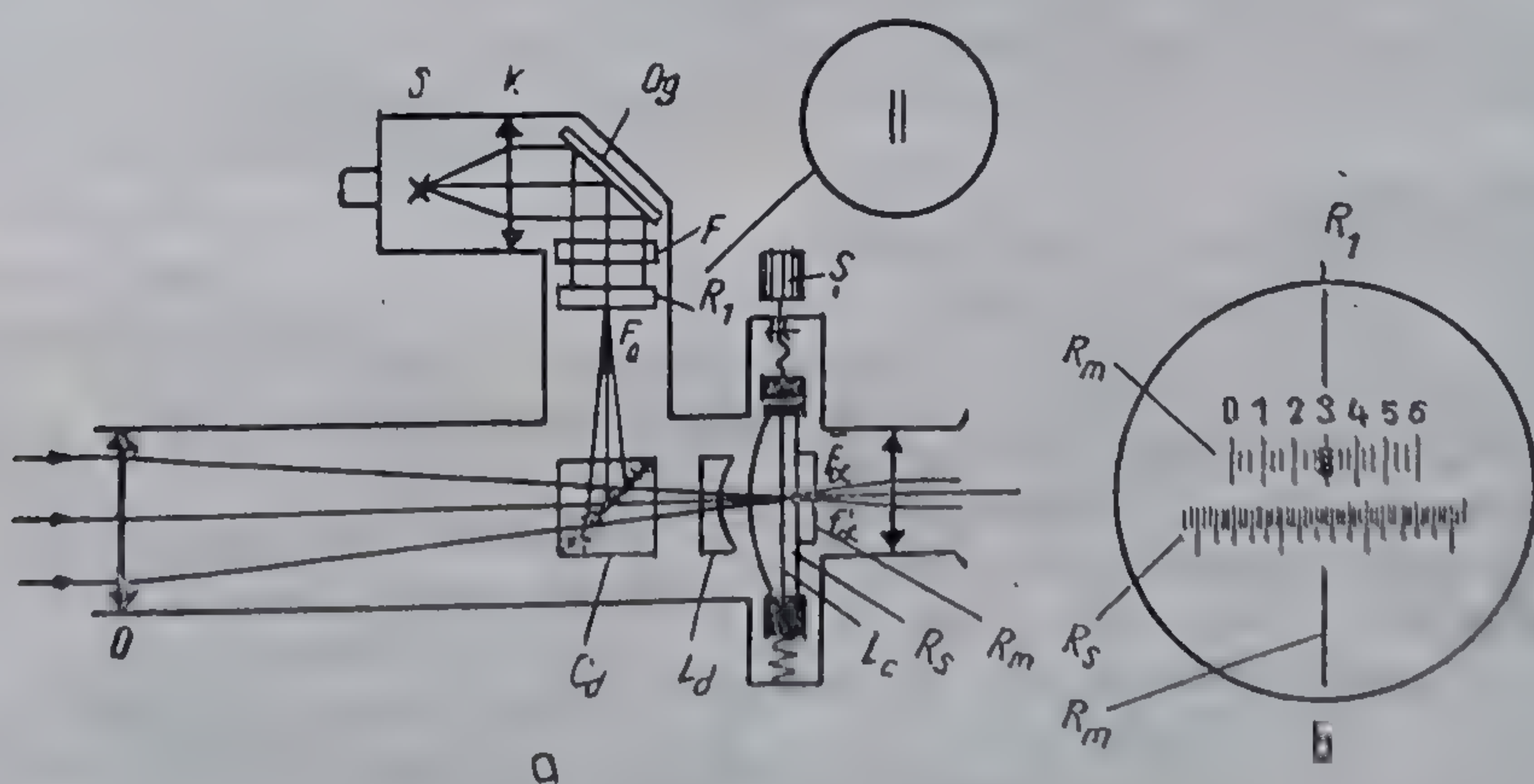


Fig. 6.63. Luneta autocolimatoare AK 0,25 (URSS).

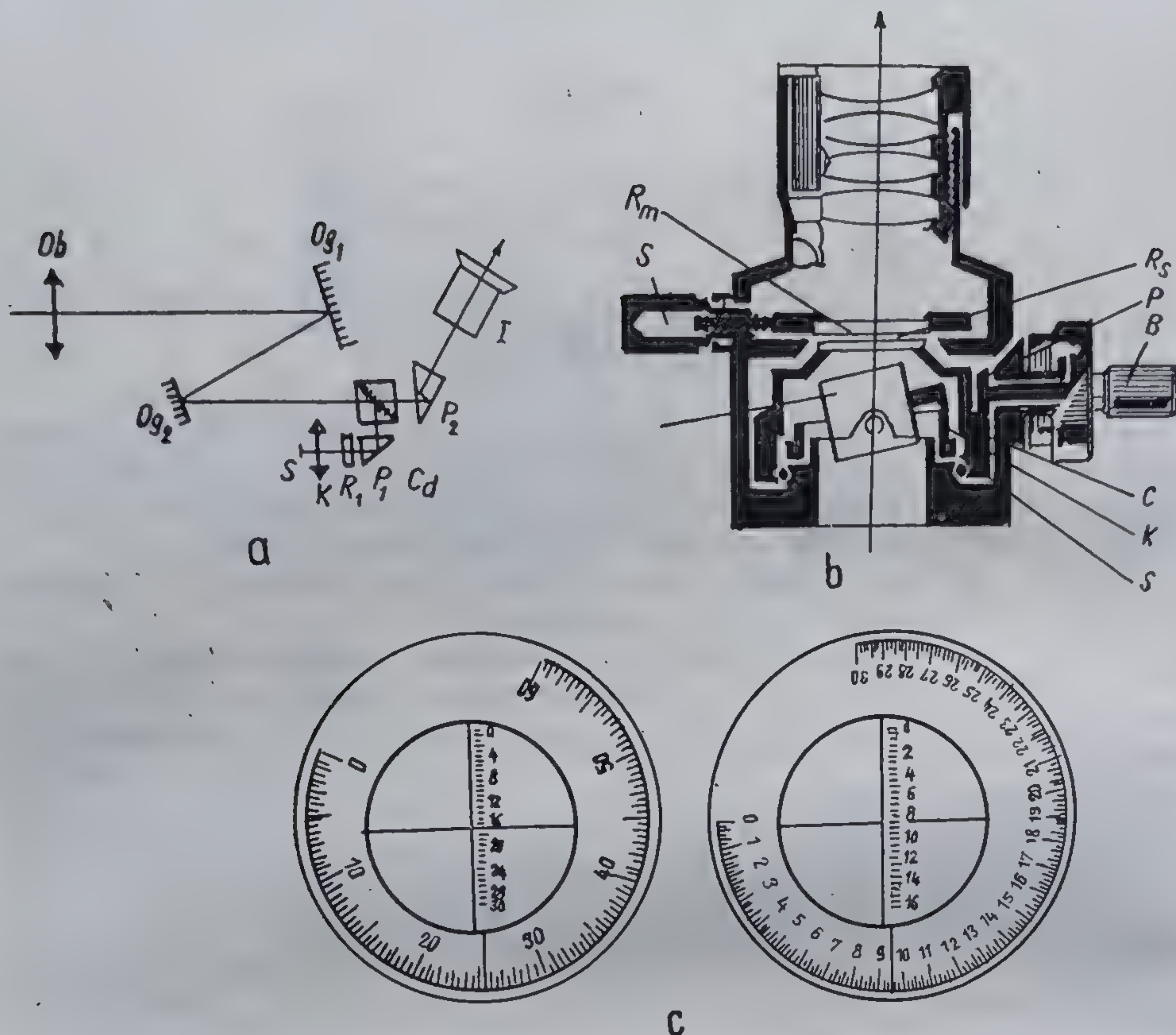


Fig. 6.64. Luneta autocolimatoare Leitz.

Pentru a măsura se privește în ocular (fig. 6.64, b) și se poziționează mai întâi imaginea reticulului R_1 (o cruce) cu un reper dublu al scării minutelor prin rotirea butonului B . Apoi se face citirea în dreptul reperului vertical fix (fig. 6.64, c). $V_a = 0,1''$ sau $V_a = 0,5''$.

6.9.3.4. *Luneta autocolimatoare fotoelectrică.* În fig. 6.65 este reprezentată schema optică a lunetei autocolimatoare fotoelectrice Leitz, care servește la măsurarea unghiurilor în autoreflexie. Fanta F , iluminată de dispozitivul $S-K-F_v-P-P_0$, este proiectată la infinit (F') de obiectivul O_b . Imaginea oscilantă F'' a acestei imagini F' este formată de obiectivul O_b pe scara S_c de pe suprafața plană a lentilei de cîmp L_c ($F'' = F$). Filamentul S este orientat paralel cu direcția de vibrație a fantei F , fixată cu membranele elastice M . Prin urmare, imaginea filamentului oscilează împreună cu fanta independent de poziția sistemului vibrator și deci fluxul luminos nu este modulat nici de timp, nici de poziția fantei.

Cele două bobine B se deplasează fără frecare în magnetul permanent m . Dacă oglinda plană din fața obiectivului O_b se rotește, imaginea F'' a fantei F se deplasează față de scara S_c și are loc modularea fluxului luminos. Acesta se propagă mai departe prin L_a , ajunge pe lama divizoare dicroitică L_c . Radiațiile albastre-verzi sînt reflectate spre lentila L și fotomultiplatorul FM . Lentilele L_c și L formează imaginea diafragmei D pe fotocatodul acestui foto-

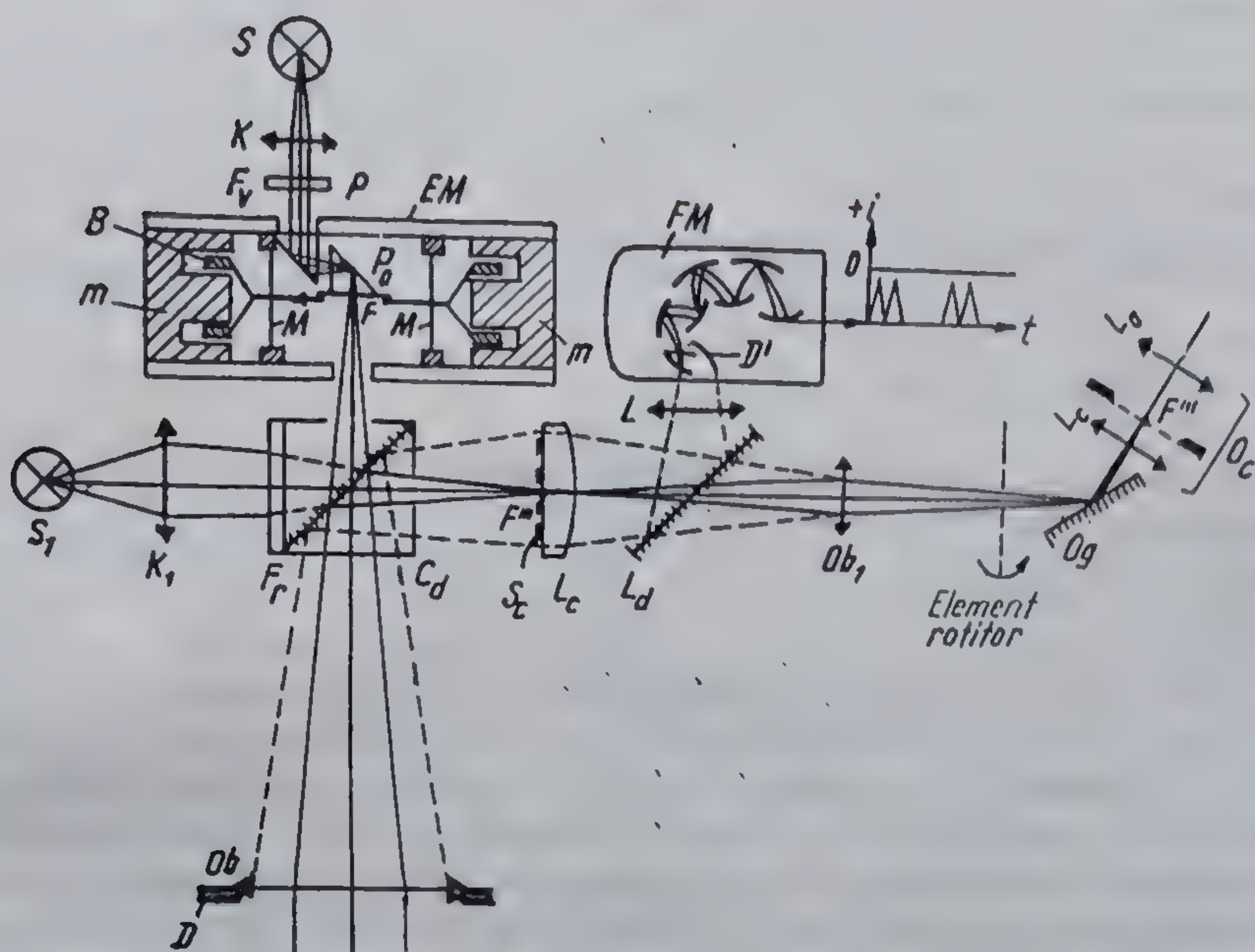


Fig. 6.65. Luneta autocolimatoare fotoelectrică AK F (Leitz).

multiplicator. Fotoelectronii emiși sînt amplificați de $10^5 - 10^6$ ori ca semnal de ieșire pe anodul FM și se emite un semnal spre unitatea electronică de prelucrare. Aceasta conține un discriminator de poziție care transformă pozițiile relative ale imaginii F'' față de scara S_c în semnale de poziție și se evaluează distanța dintre impulsurile luminoase, respectiv întunecoase.

Cînd poziția zero a imaginii fantei oscilante coincide cu mijlocul unui reper al scării S_c , semnalul de ieșire este nul. Dacă poziția de zero (de referință) a fantei oscilante nu coincide cu mijlocul reperului scării S_c , duratele semnalelor sînt inegale și ia naștere un semnal de poziție (eroare) cu semn. Un curent continuu, care, suplimentar la curentul alternativ de excitație a oscilației, se poate propaga prin bobine, deplasează punctul de zero al sistemului vibrator elastic proporțional cu oscilația fantei. În acest mod, deplasările obiectului acționează asupra semnalelor fotoelectrice la fel ca și curentul care deplasează fanta oscilantă.

Ocularul O_c servește la ajustarea inițială și la stabilirea poziției imaginii F'' față de un anumit reper al scării S_c , imaginile acestora formîndu-se în planul focal obiect al lentilei de ochi a ocularului. Imaginea galbenă F'' a fantei F se mișcă față de un fond întunecat. Pentru a se putea observa imaginea scării S_c , aceasta este iluminată de sursa S_1 , condensorul K_1 și filtrul roșu F_r . Deci scara S_c apare neagră pe fond roșu.

Discriminatorul de poziție al reperului utilizează numai amplitudinea și faza componentei frecvenței semnalului cu tripla frecvență a sistemului de palpate. Cînd mijlocul reperului și punctul de zero a oscilației imaginii fantei F'' coincid, semnalul curentului alternativ redresat și sensibil în fază devine nul. La acest procedeu se atinge o mai mare independență a asimetriilor profilului reperului decît la alte procedee.

Dacă mijlocul reperului nu se suprapune cu punctul de zero al oscilației se obține un semnal a cărui polaritate dă direcția și mărimea poziției aproximative (mărimea acestui semnal nu este proporțional și pe lângă poziție depinde și de alți factori ca intensitatea lămpii, amplificarea *SEV*, capacitatea de reflexie, amplificarea electrică etc.). În acest mod rezultă poziția de mijloc a reperului care este determinată prin aceeași însumare a luminii pe ambele părți ale poziției de mijloc (mijlocul fotometric). Ea este independentă de intensitatea luminoasă și insensibilă față de profilul intensității. Cu semnalul livrat de discriminatorul de poziție este posibilă stabilirea foarte precisă a poziției zero.

Pentru a obține un semnal proporțional poziției laterale și calibrat, în mecanismul de măsurare se include un circuit de reglare care să elimine influențele neliniarităților. În acest circuit de reglare, discriminatorul de poziție livrează numai informația despre mărimea și direcția deplasării. Ea este folosită pentru că poziția de zero a vibrației imaginii fantei să fie reglată pînă cînd aceasta coincide cu axa reperului. Mărimea de reglare necesară este proporțională cu deplasarea și servește ca semnal de măsurare.

Pentru producerea mărimii de reglare, semnalul discriminatorului este condus într-un amplificator de curent continuu de foarte înaltă amplificare, al cărui curent de ieșire trece prin bobinele sistemului vibrator.

Prin aceasta, pe membranele *M* se exercită o forță proporțională care caută să deplaseze fanta, funcție de polaritatea semnalului discriminatorului în direcția reperului, pînă cînd semnalul discriminatorului devine practic zero. Curentul care se propagă după aceea reprezintă semnalul de măsurare pentru poziții pe baza liniarității și constanței înalte a relației curent — forță și forță — deplasare. Frecvența proprie mecanică a sistemului oscilant este peste 450 Hz, așa că frecvențe de modulare în domeniul triplului frecvenței de oscilare (1350 Hz) intră în prelucrarea semnalului de poziție.

Pentru $f'_{0b} = 206$ mm, la o înclinare a oglinzii plane C_0 din fața lunetei cu $\alpha = 0,5''$ se deplasează imaginea F'' a fantei cu $1 \mu\text{m}$. Domeniul de măsurare: $\pm 25''$. Diviziunea scării S_c este de $100 \mu\text{m}$.

Fig. 6.66 reprezintă schema de principiu a lunetei autocolimatoare TA 58 (Rank Prec. Ind. Ltd.). Se observă că imaginea R''_c a reticulului R_c se formează pe fanta F care oscilează în direcția indicată cu amplitudinea $a = 2b$ (b = lățimea fantei) și frecvența $f = 50$ Hz. Prin fanta F lumina ajunge pe fotocelula FC , a cărei tensiune alternativă este amplificată de amplificatorul A și demodulată fazic de demodulatorul D . Curentul continuu, amplificat, mai departe în servoamplificatorul AS , comandă servomotorul SV care deplasează fanta. La coincidența fantei cu imaginea R''_c a crucii R_c , fotocelula FC produce o tensiune alternativă cu frecvența $f = 100$ Hz, așa că SV nu mai primește curent după demodulare. Potentiometrul acționat de servomotorul SV indică poziția imaginii fantei oscilante, adică deplasarea imaginii R''_c proporțională cu tensiunea de ieșire care poate fi prelucrată analog sau digital. În [16, 21] este redată schema lunetei autocolimatoare fotoelectrice produsă de firma ZIMMER OHG din Rossdorf (R.F.G.).

Din fig. 6.65 și 6.66 rezultă că subansamblul nou care intervine în schemă este modulatorul deflux luminos. Aceasta poate fi folosit la: poziționarea axei unei fante în raport cu o axă de referință, producerea unui semnal sinusoidal și transmiterea fluxului luminos în formă de impulsuri pe un receptor fotoelectric. Elementul modulator poate fi oscilant liniar (fantă, oglindă,

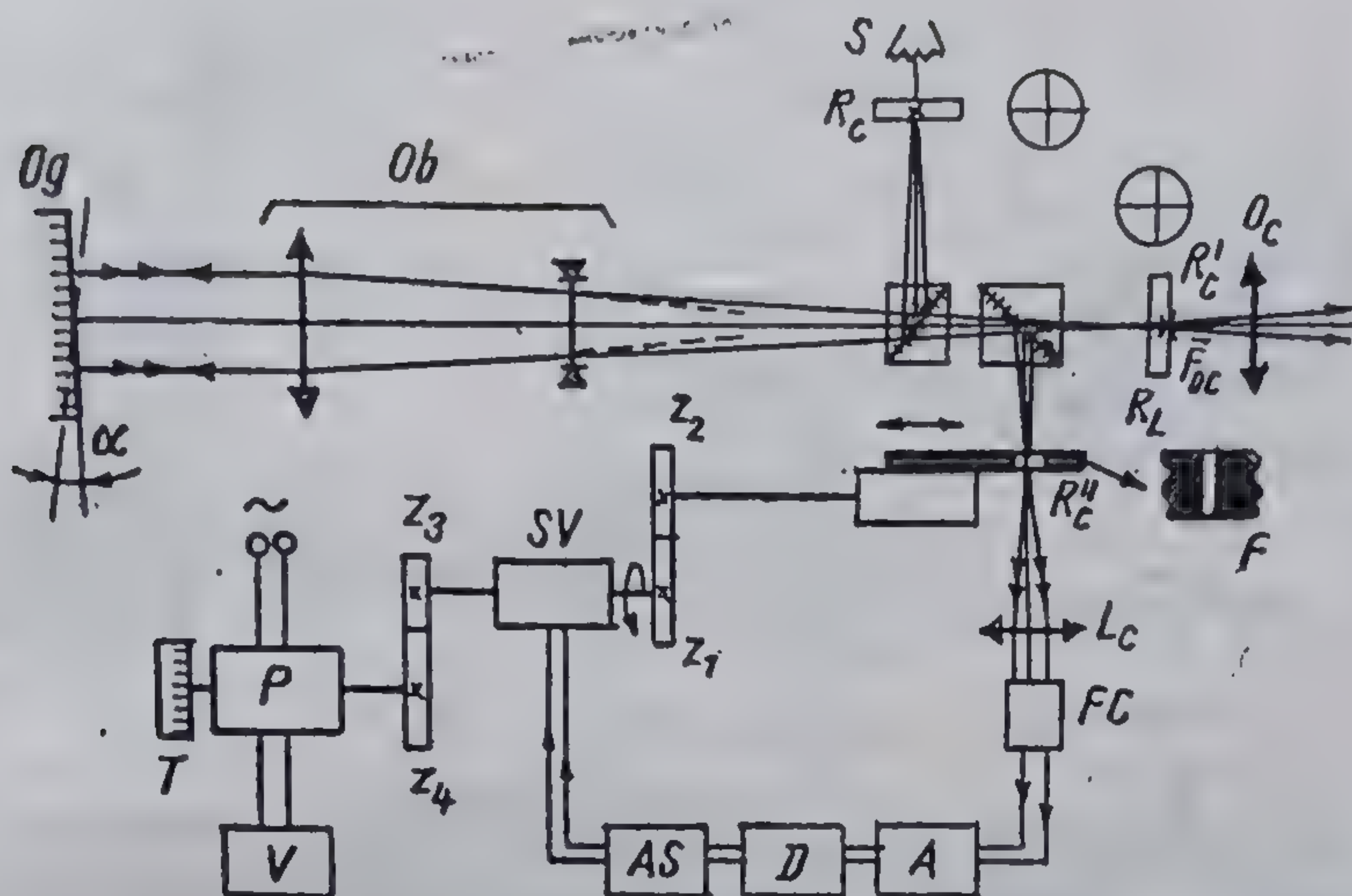


Fig. 6.66. Luneta autocolimatoare fotoelectrică TA 58 (Rank Prec. Int. Ltd.)

rețea, coardă, prismă, lamă plan-paralelă) sau oscilant rotativ (prismă, oglindă etc.). În fig. 6.67 sînt prezentate schema electrică și forma semnalelor emise de fiecare aparat component, la prelucrarea semnalului emis de un fotoreceptor care captează fluxul luminos modulat de oscilația fantei F față de reperul R al unei rigle iluminate de o sursă.

În fig. 6.68, a fanta oscilantă 17 este fixată prin intermediul tijei 16 de miezul a două înfășurări 14, 15 și oscilează odată cu acestea, cu frecvența $f = 400$ Hz, în cîmpul magnetic creat de doi magneți permanenți 1 și 2, prin intermediul pieselor polare 3, 4, 5, 6. Ghidarea mișcării și eliminarea inerției se realizează prin fixarea tijei centrale 17 de două membrane identice 9 și 10.

Pentru realizarea rezonanței între cele două înfășurări, acestea se leagă prin intermediul a două transformatoare astfel: bobina 14 la secundarul primului transformator, iar bobina 15 la primarul celui de-al doilea transformator. Blocul electronic de transmitere a semnalului este prezentat în fig. 6.68, b .

În fig. 6.69 fanta oscilantă 7 este fixată pe miezul unui electromagnet 3 prin intermediul tijei 2.

De o parte și de alta a electromagnetului se află doi magneți 6 și 7 permanenți, magnetizați. La trecerea curentului prin bobină într-un sens, miezul 3 se polarizează și este atras de piesele polare 4 (una din extremități) și 5 (cealaltă extremitate a miezului). Miezul are forma din figură, părțile laterale fiind fixate de piesele polare, iar partea centrală avînd posibilitatea să oscileze în jurul axei $00'$. Săgeata miezului (amplitudinea oscilațiilor fantei) este proporțională cu forța de atracție dintre piesele polare și miez și cu constanta de elasticitate a miezului.

În fig. 6.70, a este prezentat un modulator cu oglindă oscilantă 7 a cărui construcție se aseamănă cu cel din fig. 6.69; eliminarea inerției se face de către arcurile elicoidale 2 și 3.

Un alt modulator cu oglindă oscilantă, este prezentat în fig. 6.70, b . Constructiv, acesta este format dintr-un magnet permanent polarizat ca în

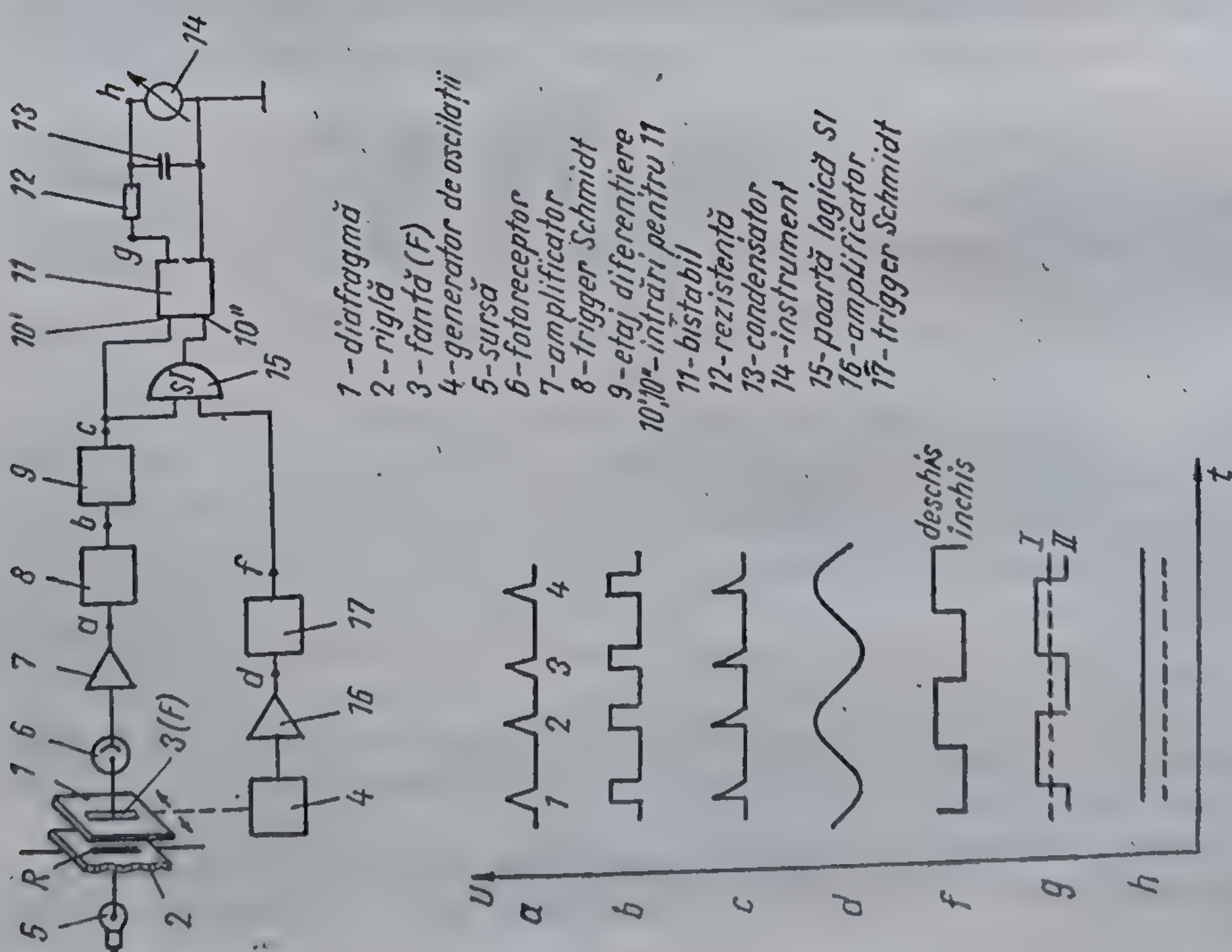


Fig. 6.67. Schema electrică de prelucrare a fluxului luminos modulată și forma semnalului dată de fiecare aparat component.

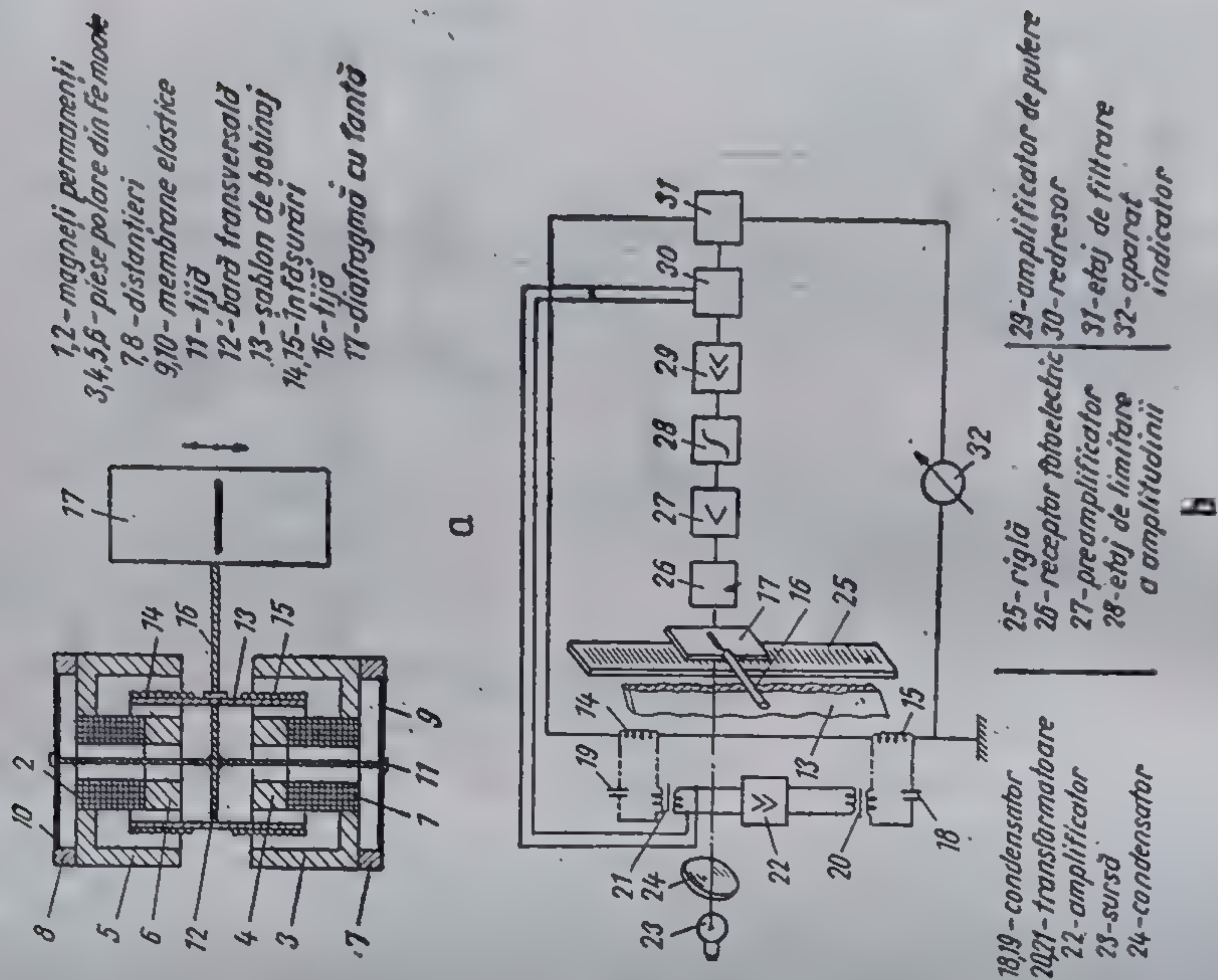


Fig. 6.68. Sistem oscilant pentru faute:
a - fanta oscilantă; b - blocul electronic de prelucrare
a fluxului luminos modulată.

- 1 - fantă
2 - tijă
3 - miez
4,5 - piese polare
6,7 - magneti
permanenți
8 - bobină

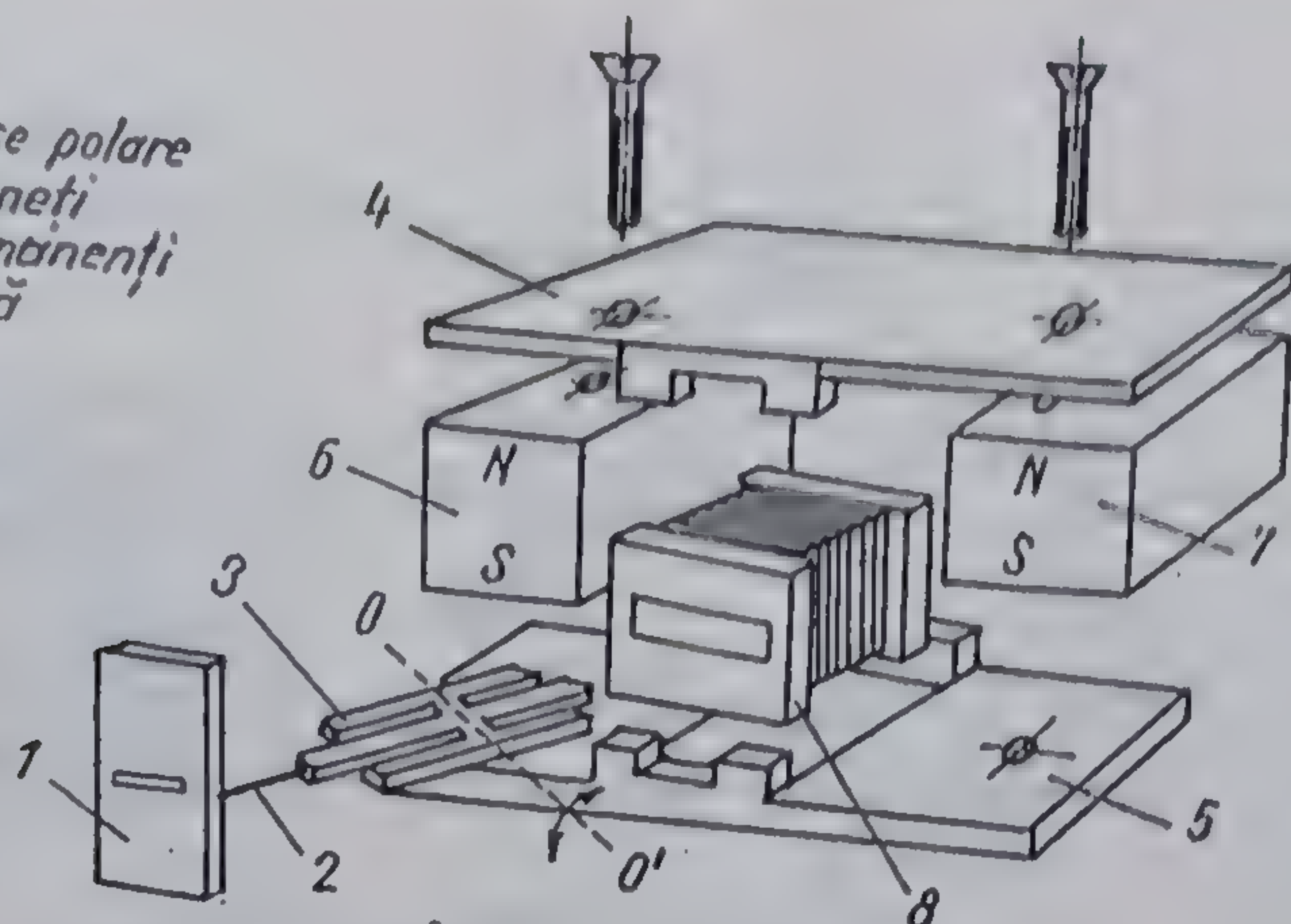
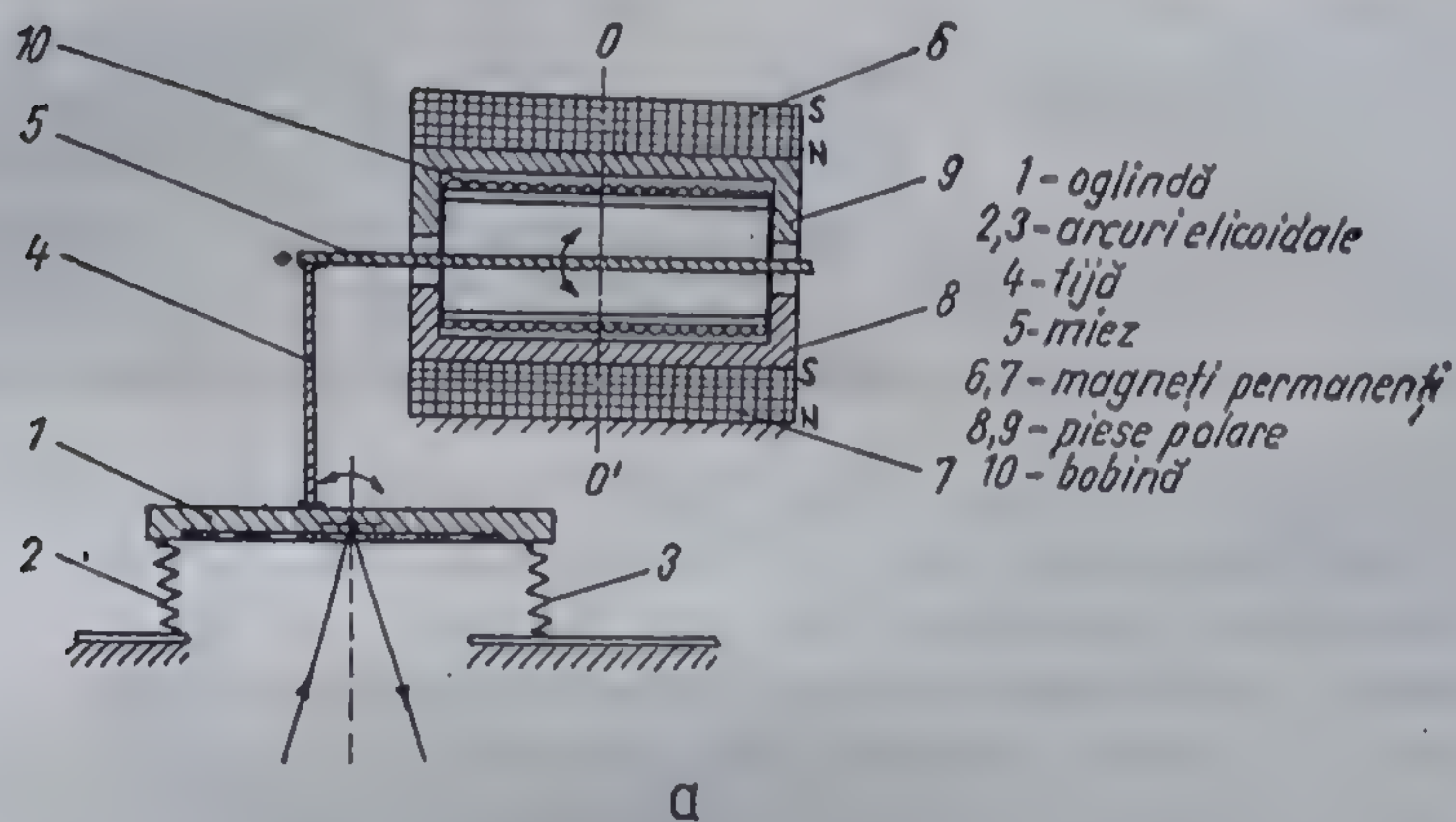


Fig. 6.69. Modulator cu fantă oscilantă.



- 1 - oglindă
2 - ancoră de sîrmă
3 - știft de fixare
4 - magnet permanent
5,6 - piese polare
7 - lamelă elastică (material nemagnetic)
8,9 - bobine

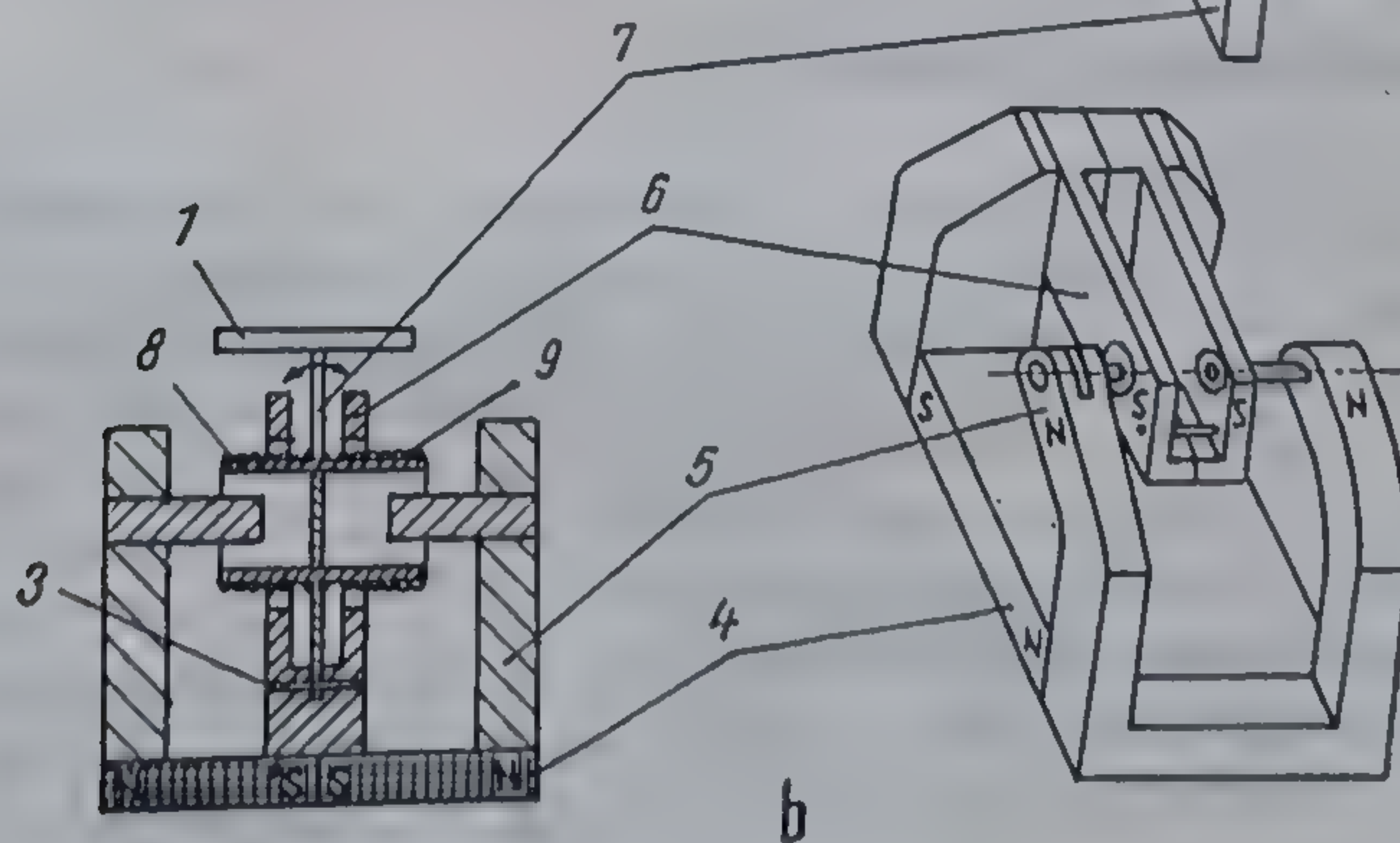
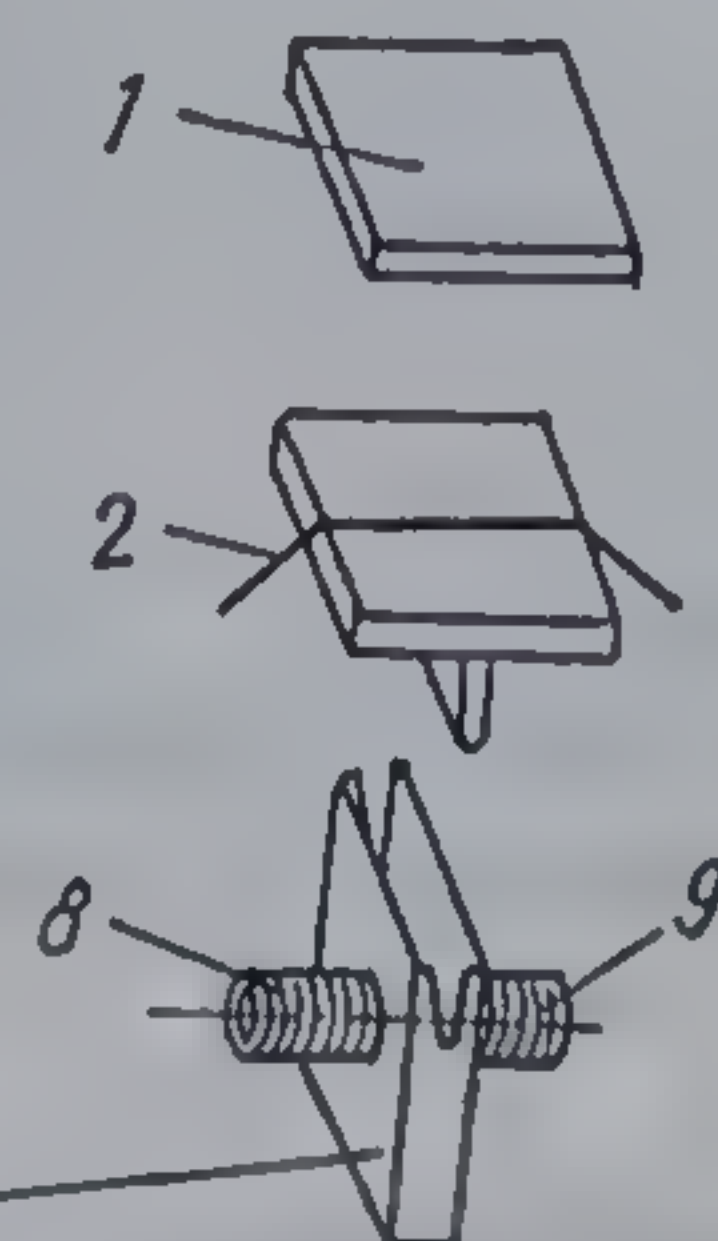


Fig. 6.70. Modulator cu oglindă oscilantă.

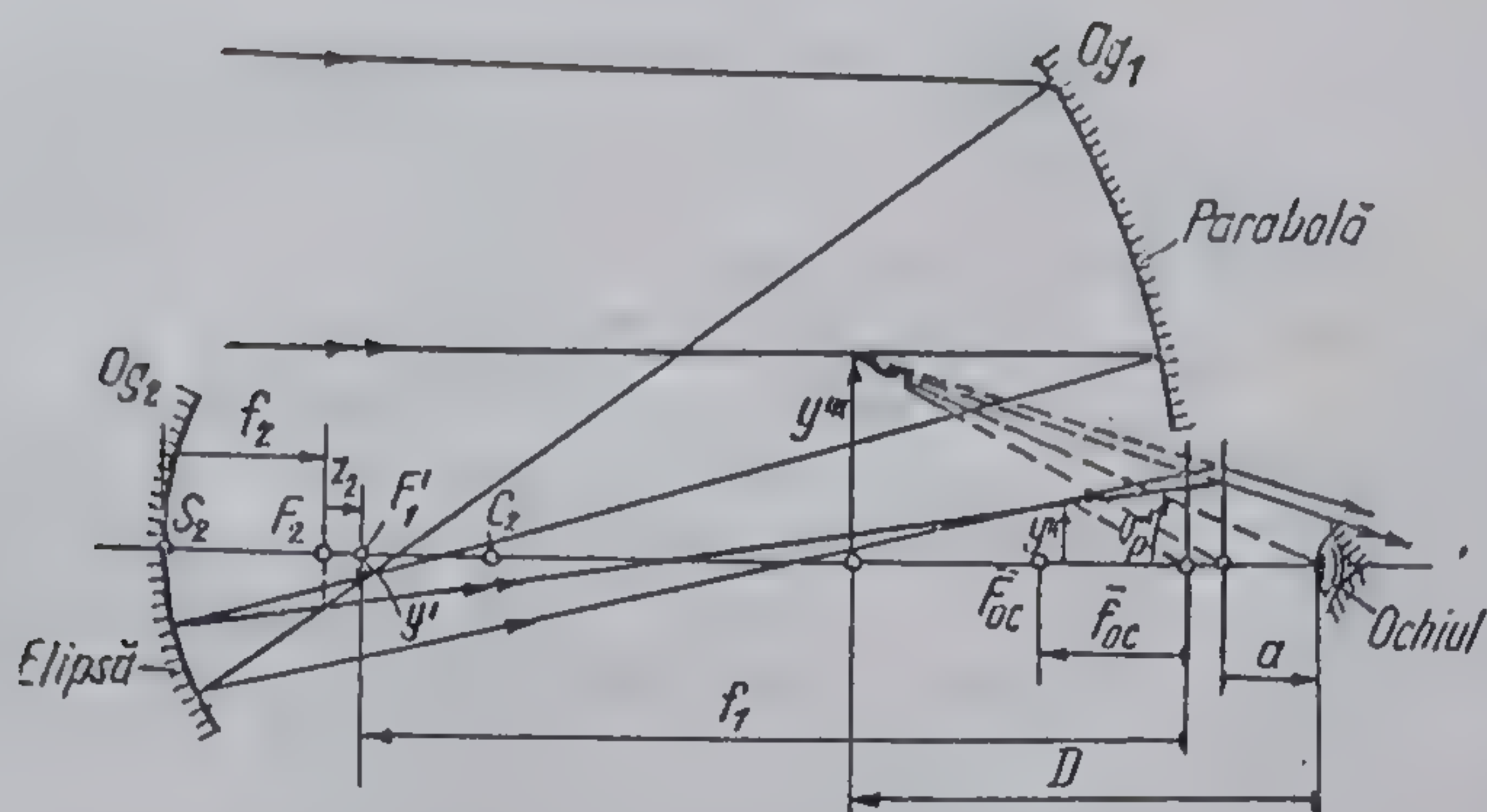


Fig. 6.72. Telescopul Grégoire (1663).

fără deviația laterală a fasciculului și observarea dintr-o anumită poziție;
3) necesitatea utilizării suprafețelor asferice.

Avantajele constau în lipsa aberațiilor cromatice și în posibilitatea realizării unor oglinzi cu diametre mari.

Cele mai importante telescoape sînt următoarele:

6.9.4.1. *Telescopul Grégoire* (savant englez, 1638—1675). Obiectivul telescopului Grégoire (fig. 6.72) este realizat în formă de oglindă concavă parabolică O_{g1} , cu focala f_{ob} . Oglinda secundară O_{g2} , este eliptică și formează imaginea y'' reală, mărită și inversată. Ea are focala f_2 . Ocularul, de tip lenticular, cu focala f'_{oc} , este situat în deschiderea oglinzii O_{g1} . Poziționarea obiectului se efectuează prin deplasarea oglinzii O_{g2} . Cîmpul unghiular obiect este $2\sigma_p$. Cu notațiile din fig. 6.72 se pot scrie următoarele relații:

$$y' = f_{ob} \operatorname{tg} \sigma_p; \quad \sigma'_p = \varphi'_{oc} y'' = \varphi'_{oc} \beta_2 y'; \quad y'' = y' \beta_2;$$

$$\sigma'_p = \varphi'_{oc} \sigma_2 f_{ob} \sigma_p; \quad \Gamma = \sigma'_p / \sigma_p = \varphi'_{oc} \beta_2 f_{ob};$$

$$\varphi'_{oc} = \frac{1}{f'_{oc}} \left(1 - \frac{a - f'_{oc}}{D} \right). \text{ Pentru } |\beta_2| = \bar{f}_2 / z_2, \text{ rezultă}$$

$$\Gamma = \frac{f_{ob}}{f'_{oc}} \cdot \frac{f_2}{z_2}. \text{ Cînd } D = \infty \text{ se obține grosimentul intrinsec } \Gamma = \frac{f_{ob}}{f'_{oc}} \cdot \frac{\bar{f}_2}{z_2};$$

β_2 fiind negativ, se poate scrie:

$$\Gamma = -\varphi'_{oc} \beta_2 f_{ob} = \frac{f_{ob}}{f'_{oc}} \left(1 - \frac{a - f'_{oc}}{D} \right) \cdot \frac{f_2}{z_2}.$$

Pentru $s = -\infty$ și ochiul normal, imaginea reală y' dată de obiectivul O_{g1} se formează în focarul parabolei, suprapus cu focarul obiect al oglinzii secundare O_{g2} . Aceasta formează imaginea y'' în focarul oglinzii eliptice, suprapus cu focarul obiect al ocularului.

Imaginea finală este virtuală la infinit.

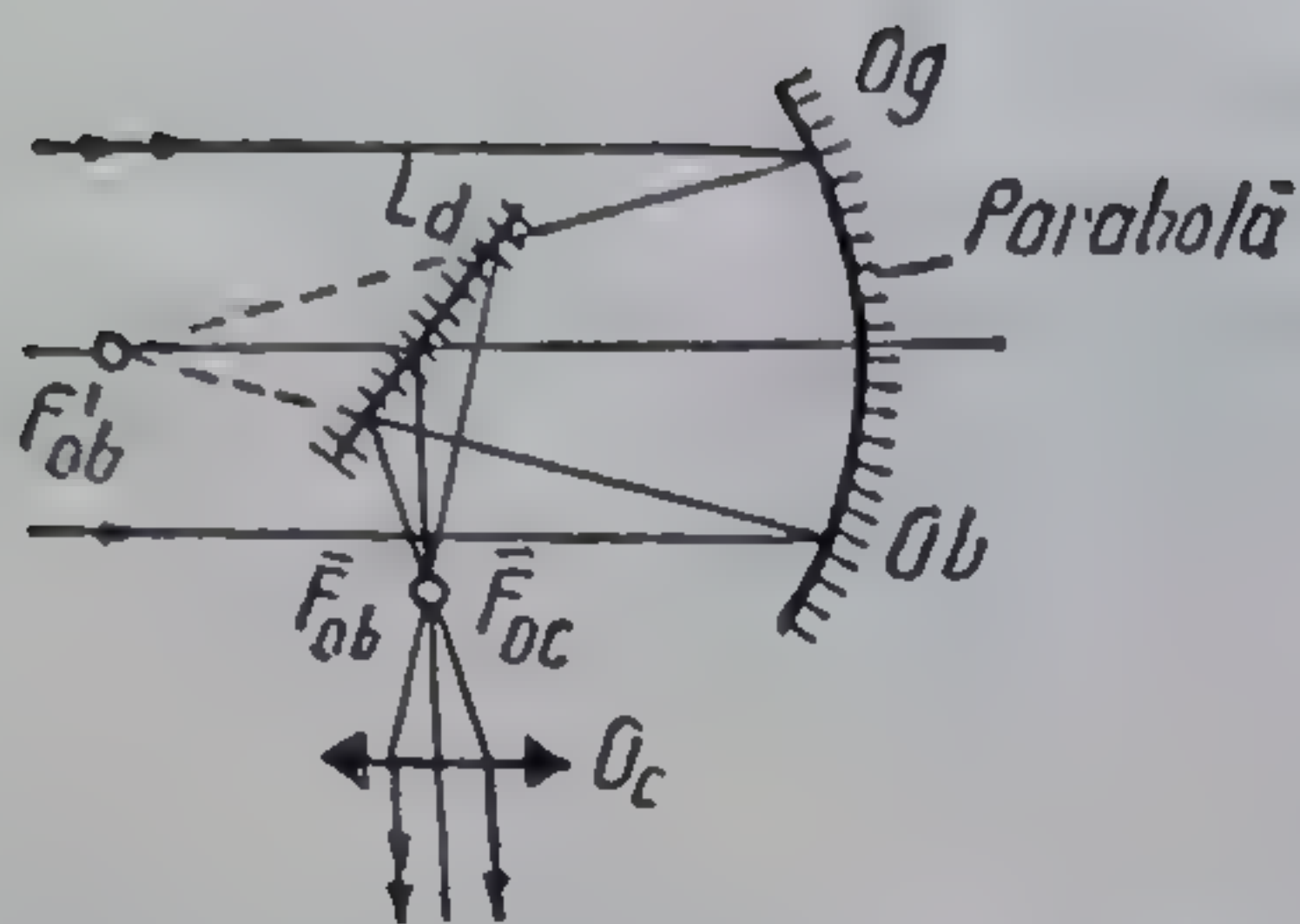


Fig. 6.73. Telescopul Newton (1671).

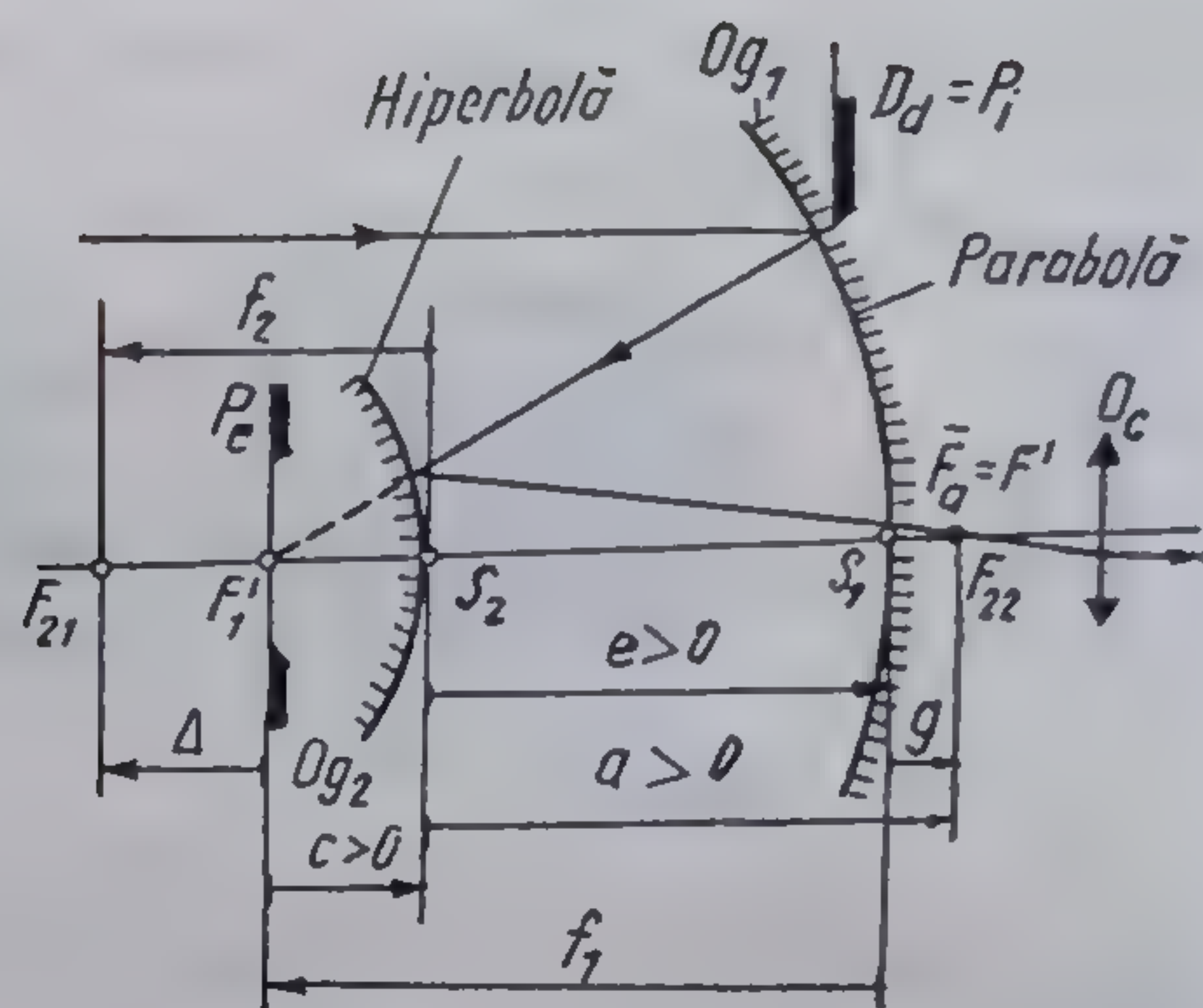


Fig. 6.74. Telescopul Cassegrain.

6.9.4.2. *Telescopul Newton (1671)*. Este alcătuit dintr-o oglindă principală parabolică O_g (fig. 6.73), care reprezintă obiectivul, și un ocular lenticular. Obiectivul este perfect stigmatic pentru obiecte situate la infinit, dar nu satisface condiția sinusurilor.

6.9.4.3. *Telescopul Cassegrain (1672)* are obiectivul realizat în formă de reflector paraboloidal O_{g1} al cărui focar coincide cu focarul obiect al oglinzii secundare hiperbolice convexe O_{g2} (fig. 6.74). Aceasta formează imaginea reală în focarul său imagine, suprapus cu focarul obiect al ocularului; imaginea este inversată.

Cu notațiile din fig. 6.74 se pot scrie următoarele relații:

$$f = f_1 f_2 / (f_1 + f_2 - e); \quad e = f_2 (f_1 - e) / (f_1 + f_2 - e);$$

$$\beta_2 = a/c; \quad f = \beta_2 f_1; \quad f_2 < 0; \quad e = f_1 - c > 0; \quad f = a + \beta e;$$

$$f_1 = a/\beta + c; \quad f_2 = -a/(\beta - 1).$$

Pupila de ieșire P_e se află la distanța $p' = c(1 - g/(f - e))$, după vârful oglinzii secundare O_{g2} . Ea are diametrul $D_2 = D_1 a / (f - a)$. Deplasarea imaginii este $da = m^2 [df_1 + (\beta - 1)^2 df_2 / \beta^2 - de]$;

$$dg = -(\beta^2 + 1) de; \quad df = f de / (f_1 + f_2 - e); \quad d\beta = -\beta^2 (\beta - 1) de / a.$$

Așadar, oglinda secundară O_{g2} și imaginea se deplasează în același sens.

Intervalul optic este $\Delta = e - (f_1 + f_2) = a/\beta(\beta - 1) > 0$; $df/f = -d\Delta/\Delta$. Se elimină vignetația dacă $g = 0$ și deci $D_2 = (D_1 + 2\sigma_p f) / (m + 1)$. În general, $D_2 = aD_1/f + 2e\sigma_p$.

Funcție de fenomenul de difracție, toleranța Strehl este:

$$|de| \leq \frac{128N^4\lambda}{\beta^2(\beta^2 - 1)}; \quad |dg| \leq 0,008N^2N_{\text{prim}}^2;$$

$N = f/D$. Dacă oglinda are o descentrare δ , imaginea y' variază cu $\Delta y' = -\delta(\beta - 1)$ și aberația de coma este $C_\delta = 3\delta\beta(\beta^2 - 1)/16N^2$.

Se observă că toate cele trei telescoape au oglinda principală (obiectivul) realizat în formă de paraboloid de rotație. Această oglindă este stigmatică, dar nu satisface condiția sinusurilor (v. §4.1.6). Ca urmare, cele trei telescoape au câmp unghiular mic, câmp imagine curb, se execută cu mari dificultăți, deoarece suprafețele reflectante sînt asferice, au fasciculul diafragmat în zona centrală, au lungime mare, iar unele nu permit cercetarea vizuală, fiind necesare construcții speciale.

Cercetările efectuate în scopul eliminării acestor neajunsuri s-au soldat cu un număr mare de soluții remarcabile, din care se reproduc în continuare doar cîteva. Utilitatea acestora a fost atît de însemnată încît telescoapele originale dotate cu aceste sisteme au căpătat nume noi.

6.9.4.4. *Sisteme optice pentru compensarea aberației sferice. a. Lama Schmidt.* În anul 1930, Bernhard Schmidt a înlocuit oglinda parabolică cu una sferică, care putea fi realizată mai ușor. Pentru a se realiza stigmatismul, B. Schmidt a conceput o lamă cu grosime variabilă, care compensează aberațiile de sfericitate ale oglinzii obiectiv concave sferice, pe care a introdus-o cu suprafața de emergență în centrul de curbură al oglinzii (fig. 6.75, a). Totodată, în același plan, el a montat diafragma de deschidere și deci a eliminat aberațiile de coma și de astigmatism, fără modificarea distanței focale (v. §. 4.1.5). Lama, cu grosimea g dependentă de înălțimea de incidență H , produce o întârziere $V = (n-1)g$, care reprezintă aberația de undă a aberației sferice:

$V = H^4/32f^3 + \Delta \cdot H^2/2f^2$. Prin urmare, $g = V/(n-1) + g(0)$, adică $g = (H^4/32f^3 + \Delta \cdot H^2/2f^2)/(n-1) + g(0)$, în care Δ reprezintă distanța de la centrul sferei de referință pînă la centrul imaginii Gaussiene. În locul

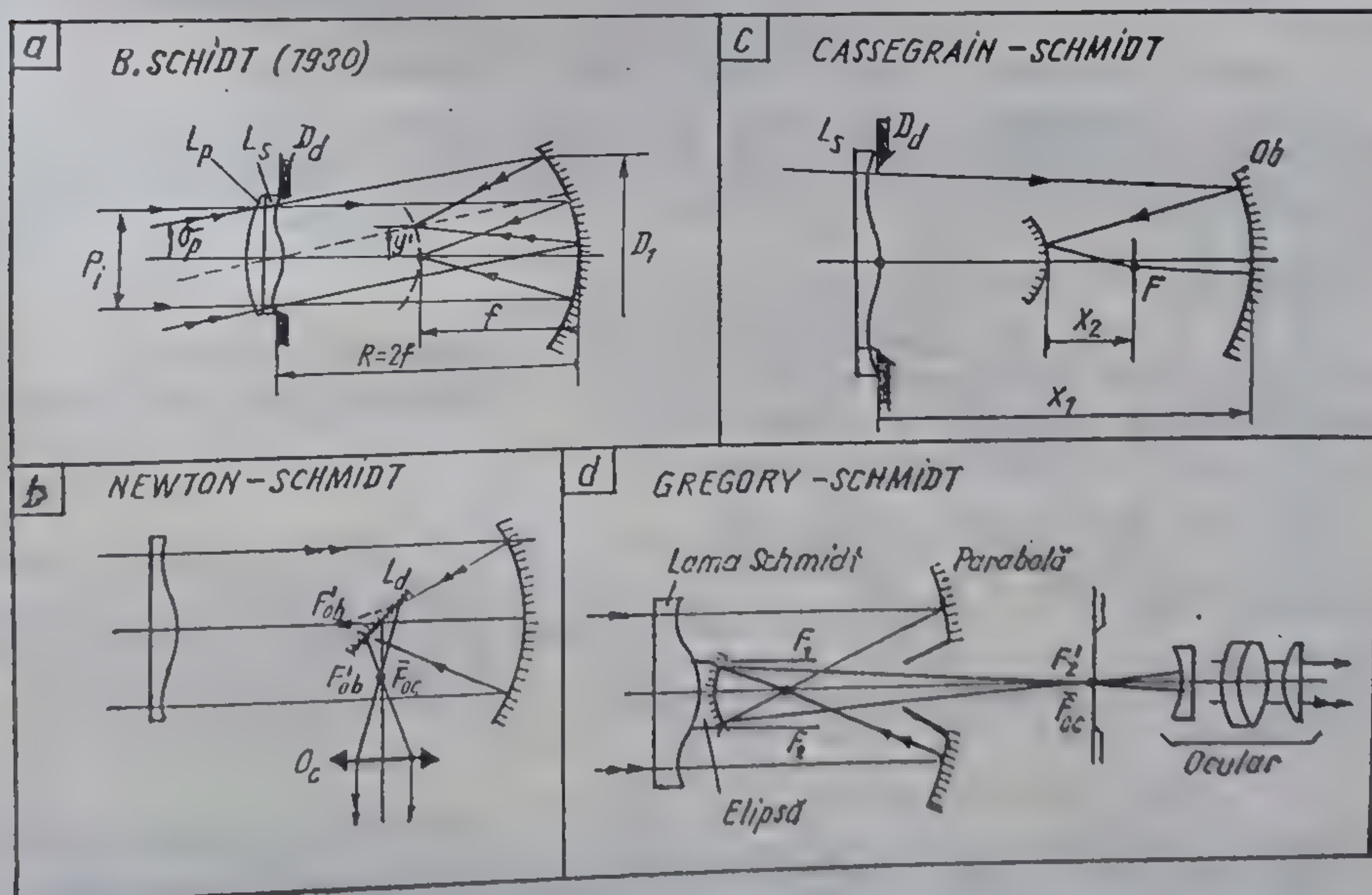


Fig. 6.75. Telescoape cu lamă Schmidt.

acestei mărimi se poate introduce o constantă a a profilului: $a = -16f\Delta/H_{max}^2$.
Notînd $H/H_{max} = u$, se poate scrie: $g(H) = \frac{1}{512} \cdot \frac{1}{n-1} \cdot \frac{P_i}{N^3} (u^4 - au^2) + g(0)$.

(Exemplu: $n = 1,5$, $N = 3$, $P_i = 100$ cm $\rightarrow g(H) - g(0) = 0,08$ mm).

Se mai poate scrie: $2y'/P_i \approx 2N\sigma_p/57$ ($2\sigma_p$ fiind cîmpul unghiular în grade). Pentru a se evita vigneta, trebuie ca diametrul oglinzii principale să fie $D_1 = P_i \left(1 + 2 \cdot \frac{2y'}{P_i}\right) \approx 1,5P_i$. Vigneta nu apare dacă oglinda și lama au același diametru $P_i = D_1 = D_a + 2y'$.

Deformînd placa fotosensibilă (pentru $f < 500$ mm) sau montînd o lentilă convex plană L_p în fața plăcii fotosensibile, cu raza de curbură $R_1 = \frac{n-1}{n} \cdot f$ (după metoda indicată de Piazzzi în 1874) sau un plan-concavă lîngă suprafața imagine, se planează cîmpul imagine (suprafața sferică cu raza f și convexitatea orientată spre oglindă) situat la distanța f față de oglindă.

Se poate scrie: $\mathcal{B} = 0$; $\varepsilon = 0 \rightarrow hkQ = P$; $h' = 1$; $Q = \varphi^3/4$ și $P = -\varphi^2/2$; $k = p = -2/\varphi = +r$. Coeficientul de astigmatism este $A = h^2k^2 \left[Q^2 \Delta \left(\frac{\xi}{n} \right) + \frac{\varepsilon \Delta n}{r^3} \right] + 2hkQ^2 \Delta \left(\frac{\xi}{n} \right) + \varphi + h'^2p'^2Q - 2h'k'P + \varphi'$. Pentru lama de corecție: $h = 1$, $k = 0$, $Q = 0$, $\varepsilon/r^3 = 0$ ($r = \infty$), $\varphi = 0$, iar pentru oglinda sferică concavă: $h' = 1$; $k' = -(r) = -2/\varphi'$; $Q = \varphi'^3/4$; $P = -\varphi'^2/2$. Cu acestea, coeficientul $A = \varphi' - 2\varphi' + \varphi' = 0$ și deci astigmatismul este nul.

Telescoapele Newton și Cassegrain cu lama Schmidt se numesc Newton-Schmidt (fig. 6.75, b) și Cassegrain-Schmidt (fig. 6.75, c). La acesta din urmă, oglinzile asferice au razele la vîrf egale. Parametrii liberi sînt x_1 și x_2 .

Telescopae Schmidt: 1) Astrokamera în Instrument des Warner and Swasey Observatory in Cleveland $P_i/D_1/f'/2\sigma_p = 610/910/2140/5^\circ$ (lungimile în mm); 2) Big Schmidt al Palomar Observatory $1220/1830/3070/6,5^\circ$; 3) Universal Teleskop in Karl-Schwarzschild-Observatoriums Tautenburg (lîngă Jena): $1340/200/4000/3,4^\circ$ (sistem Quasi-Cassegrain).

În fig. 6.75, d este reprezentată luneta de tip Gregory, cu lama de compensare Schmidt, tip 30×60 B/Ga (C. Zeiss—Oberkochen) cu următoarele caracteristici: $\Gamma = 30$ X, $P_i = 60$ mm, $2y_{1000\text{ m}} = 36$ m; $s_{min} = -15$ m, $P_e = 2$ mm; $L = 224$ mm; $L = 224$ mm; $\Phi_{ext} = 80$ mm.

6.9.4.5. Sisteme optice pentru compensarea aberației de coma (sisteme aplanetice). a. Simpletului Ross (fig. 6.76, a). Compensarea aberației de coma și mărirea de circa 10 X a cîmpului unghiular $2\sigma_p$ a fost realizată de F.E. Ross (pentru oglinzile telescoapelor observatoarelor Mount-Wilson și Mount—Palomar) cu ajutorul unui sistem acromatic convergent alcătuit din două lentile lipite.

b. Dubletul Baker (fig. 6.76, b). J.G. Baker a compensat aberația de coma a oglinzii parabolice cu ajutorul unui dublet acromatic convergent alcătuit din simpletului Ross și zona centrală a lamei Schmidt (care acționează convergent) $s = (1/5 \dots 1/6) f$.

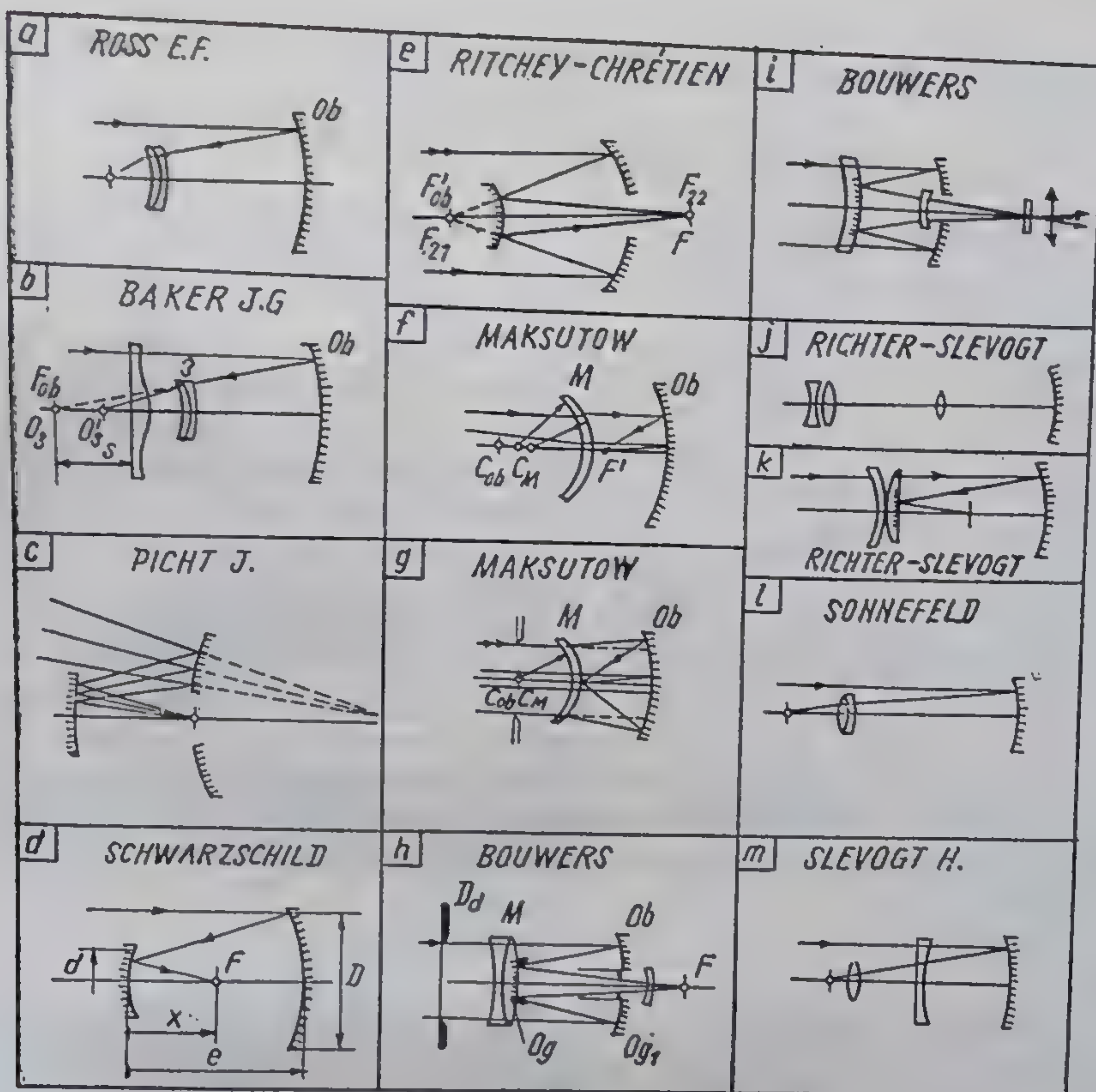


Fig. 6.76. Telescoape aplanetice.

c. *Oglinda convexă Picht* (fig. 6.76, c). În anul 1951, Johanes Picht a introdus o oglindă parabolică convexă în locul obiectivului reușind să realizeze și scurtarea lunetei.

d. *Sistemul reflectant aplanetic Schwarzschild* (fig. 6.76, d). În anul 1905, Schwarzschild a descris un sistem realizat două din oglinzi concave caracterizat prin câmp unghiular mare ($2\sigma_p \approx 4^\circ$), câmp imagine plan, deschidere relativă mare ($\Omega = P/f = 1/3,5$) și deci luminozitate mare precum și lungime mică. Acesta prezintă două neajunsuri esențiale: 1) imaginea nu poate fi observată; 2) abaterile de la forma sferică sînt atît de mari încît oglinzile nu pot fi realizate. Pentru $f = 1$ rezultă: $d = 1/6$; $D = 1/3$; $\Omega = 1/1,5$; $e = 1,25$; $r_1 = -5$; $r_2 = -1,67$; $\epsilon_1 = -13,5$ (hiperboloid); $\epsilon_2 = +1,97$ (clipsoid); $x' = 0,5$.

e. *Sistemul reflectant Ritchey-Chrétien* (fig. 6.76, e). În anul 1922 H. Chrétien a modificat curburile celor două oglinzi concave ale lunetei Cassegrain, obținînd o lunetă de trei ori mai scurtă decît luneta Newton. Acest sistem a fost realizat de G. W. Ritchey.

Exemplu de realizare: $f' = 15,625$ m, $D = 2,5$ m, $d = 0,75$ m, $\Omega = 1,65$, $e = 4,286$ m, $r_1 = -12,5$ m, $r_2 = +6,555$ m; $x' - e = 0,625$ m

(de la placa foto la oglinda 1). Pentru $f = 1$ ecuația curbei oglinzii obiectiv este:

$$X = 0,625 H^2 + 0,0358073 H^4 + 0,022815 H^6 [10].$$

Prin introducerea unui sistem acromat în fața focarului F se compensează aberațiile cauzate de deformările suplimentare ale oglinzii și deci se mărește câmpul unghiular (Telescopul cu $P_1 = 3,5$ m, C. Zeiss Oberkochen).

Un telescop de tip Ritchey-Crétien—Coudé cu $f = 16$ m, corectat de coma pentru $P_1/f = 1/8$ a fost montat în Rhodopen (R.P. Bulgaria) de C. Zeiss-Jena.

f. *Meniscul Maksutow*. Meniscul Maksutow este o lentilă afocală cu suprafețele sferice neconcentrice sau concentrice care prezintă avantajul esențial că poate fi realizat mai ușor decât lama Schmidt. Acest menisc a fost conceput aproape simultan de K. Pennig, A. Bouwers, D. Gabor și D.D. Maksutow. Meniscul se introduce cu suprafața convexă spre oglindă, între centrul de curbură și focarul oglinzii. (fig. 6.76, *f*). Dacă meniscul are suprafețele concentrice și centrul său de curbură se suprapune cu centrul de curbură al oglinzii (fig. 6.76, *g*) se obține un câmp imagine foarte mare și se scurtează luneta, dar insuficient corectat sferic și cromatic. Eliminarea aberațiilor cromatice este posibilă prin acromatizarea meniscului (fig. 6.76, *h*), așa cum a indicat Bouwers pentru telescopul Cassegrain. O altă soluție dată de Bouwers este reprezentată în fig. 6.76, *i*.

Meniscul Maksutow nu se recomandă pentru telescoape cu diametru mare.

g. *Sistemul lenticular Richter-Slevogt*. M. Richter și H. Slevogt (1941) au înlocuit lama Schmidt cu un sistem lenticular afocal și acromatic alcătuit din două lentile (fig. 6.76, *j*). Pentru scurtarea lunetei, suprafața nr. 4 este plană și metalizată în zona centrală (fig. 6.76, *k*).

h. *Sistemul lenticular Sonnefeld*. Arnold Sonnefeld (1935) a introdus un dublet lipit acromatic în apropierea suprafeței imagine, (fig. 6.76, *l*).

j. *Meniscul divergent Slevogt* (fig. 6.76, *m*). H. Slevogt a introdus în schema telescopului un menisc divergent cu suprafețe sferice, care este străbătut de două ori de fasciculul luminos.

6.9.4.6. *Sisteme pentru câmpuri unghiulare mari (Super-Schmidt)*. Pentru mărirea câmpului unghiular au fost introduse sisteme alcătuite din lame Schmidt și meniscuri Maksutow.

a. *Lama Schmidt și meniscul Maksutow* (fig. 6.77, *a*). A fost descris în 1945 de J. Bouwers și Nawkins și Linfoot. Lama Schmidt este deformată puțin, lungimea este mare ca la sistemul Schmidt, dar câmpul unghiular obiect $2\sigma_p$ este mai mare.

b. *Sistemul lenticular Wynne* (fig. 6.77, *b*). C. W. Wynne (1947) a descris un sistem lenticular alcătuit din două meniscuri concentrice față de diafragma de deschidere.

c. *Sistemul Backer* (fig. 6.77, *c*). J.G. Backer și Whipple au conceput un sistem alcătuit din două meniscuri concentrice și o lamă Schmidt lângă diafragma de deschidere. Pentru $\Omega = P_1/f' = 1/0,67$ se obține $2\sigma_p' = 52^\circ$.

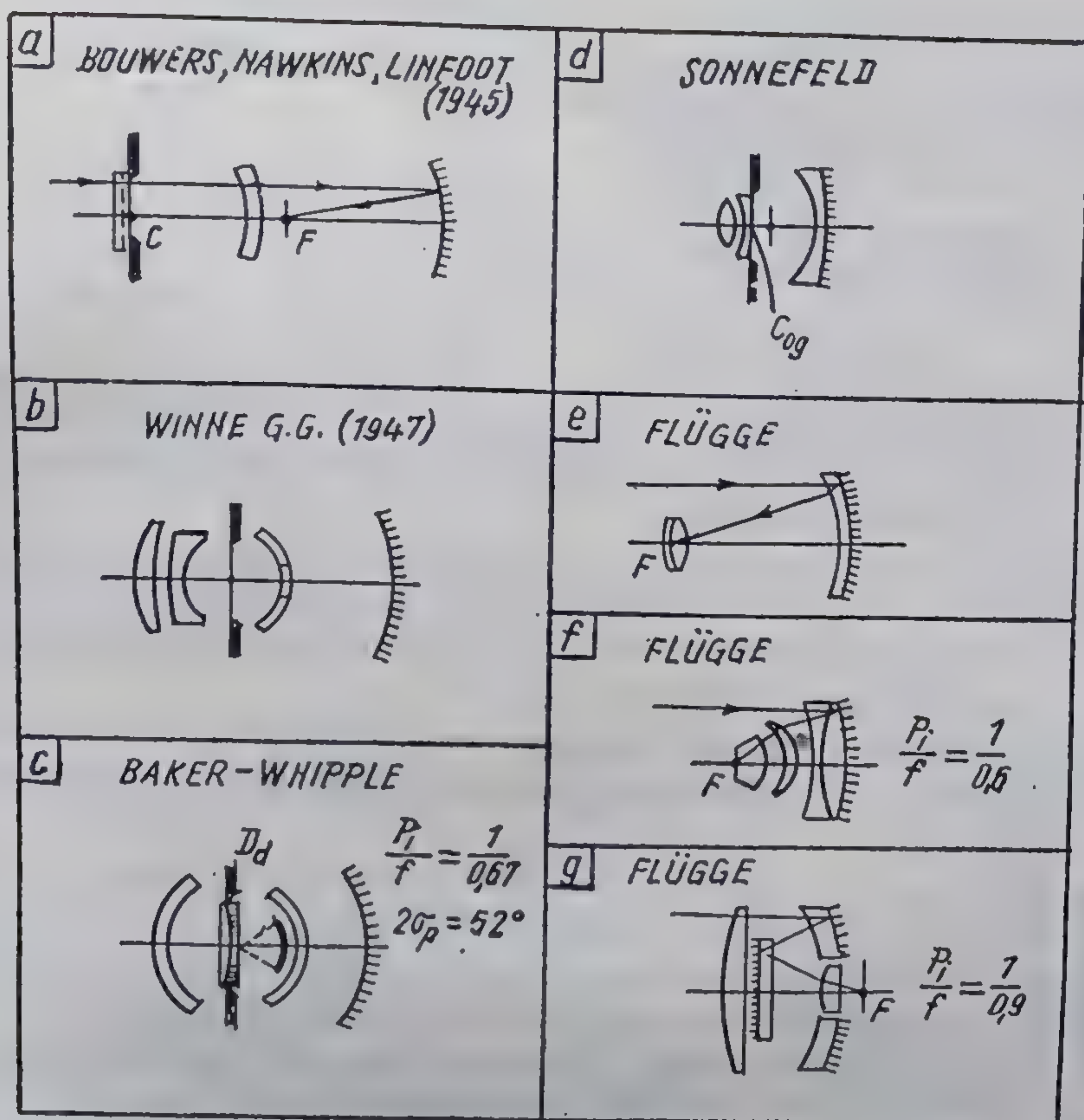


Fig. 6.77. Telescoape cu câmpuri unghiulare mari (Super-Schmidt).

Sistemele Super-Schmidt se folosesc pentru camerele spectrografelor și în lunetele de observare a sateliților.

d. *Tripletul Sonnefeld* (fig. 6.77, d). În anul 1930, A. Sonnefeld a conceput un triplet alcătuit dintr-un dublet situat în locul lamei Schmidt și o lentilă Mangin, toate suprafețele fiind sferice. În acest mod s-a realizat o deschidere relativă $\Omega = P_i/f = 1/0,5$. Suprafața cu raza r_4 se află în centrul de curbură al oglinzii, suprapus cu centrul diafragmei de deschidere. Pentru deschideri relative mici, oglinda Mangin poate fi înlocuită cu o oglindă sferică. Rezultă sistemul Richter — Slevogt.

e. *Sistemul Flügge* (fig. 6.77, e, f, g). În 1941, Flügge a conceput sistemele din figură care conțin oglinzi Mangin. S-au obținut deschideri relative deosebit de mari și lungimi mici cu suprafețe sferice.

f. *Sisteme pentru eliminarea obturării fasciculului*. În fig. 6.78 este reprezentată schema Branchy, care elimină obturarea centrală a fasciculului. Pentru eliminarea parțială a aberațiilor extraaxiale se înclină ambele oglinzi.

g. *Sisteme pentru observarea imaginii (sisteme Coudé)*. Pentru observarea imaginii precum și la spectrorafele staționare este avantajoasă Schema Cassegrain, — Coudé (fig. 6.79, a). Acest telescop are scheme Cassegrain, dar la intersecția axei polare cu axa de declinație s-a introdus o oglindă

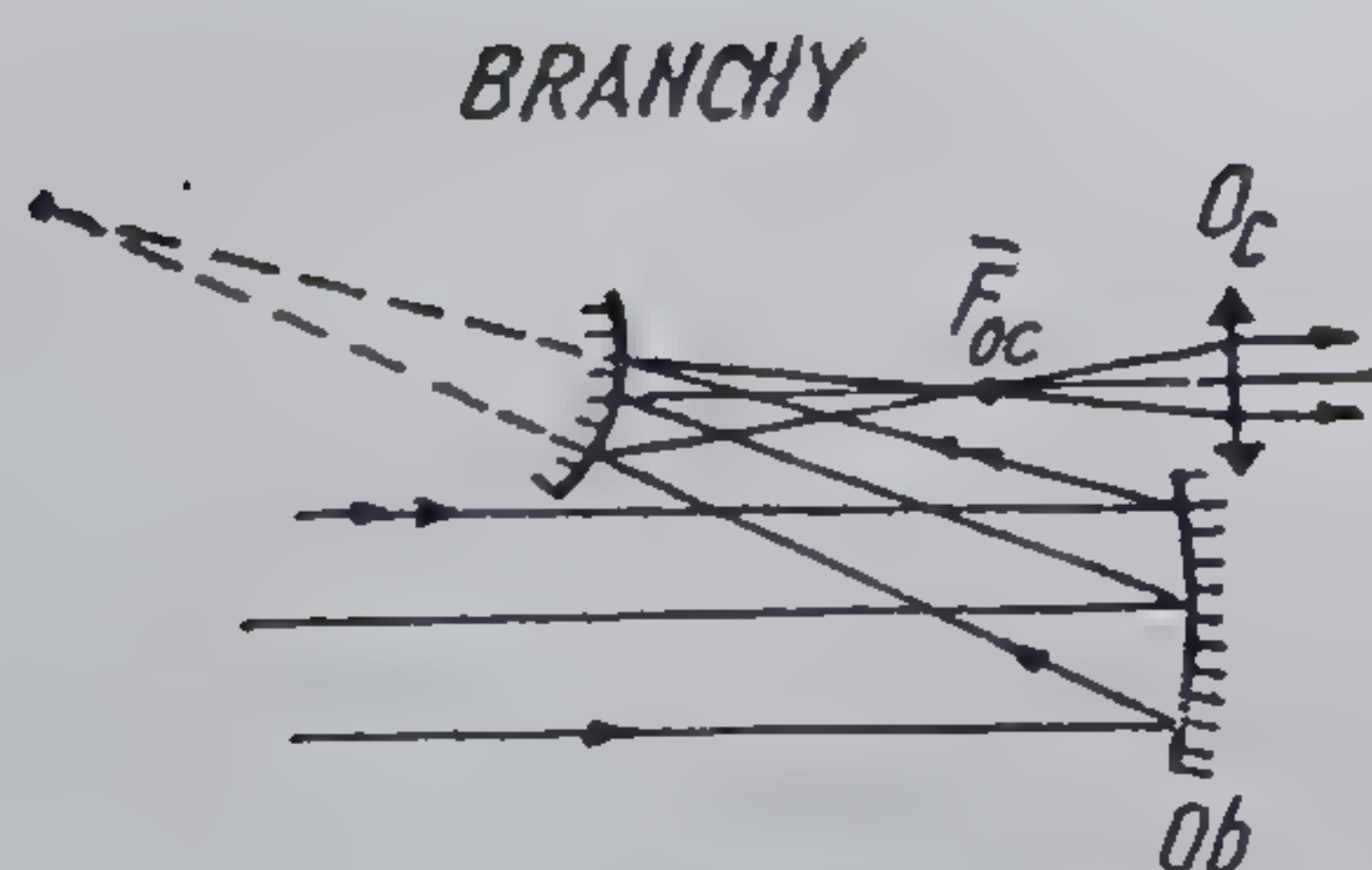


Fig. 6.78. Telescop cu fascicul neobturat.

plană. S-a obținut în plus o lunetă scurtă cu focală foarte mare. (Exemple: telescopul universal de 2 m din Tautenburg — Jena, care poate fi folosit ca sistem: Schmidt $f = 4$ m; Quasi-Newton $f = 4$ m; Quasi Gassegrain $f = 20$ m; Quasi-Coudé $f = 92$ m).

Firma C. Zeiss-Jena a montat în Rhodopen (R.P. Bulgaria) un telescop de tip Ritchey — Chrétien — Coude cu focala $f = 16$ m și $P_i/f = 1/8$. Pentru corectare, s-a introdus o lamă din cuarț asferică și un menisc divergent de planare a cîmpului imagine (fig. 6.79, b).

Materialele pentru oglinzile telescoapelor trebuie să aibă coeficient de dilatare foarte mic, să fie ușor prelucrabile și foarte rezistente la agenții atmosferici.

Suprafețele polisate se acoperă în vid cu aluminiu și se protejează cu un strat de cuarț (în vid). Grosimea unei oglinzi din sticlă este $d = (1/8 \dots 1/6) P_i$. Aceasta poate fi redusă dacă oglinda se execută în formă de fagure. Deformația sub greutatea proprie se reduce printr-o fixare specială (v. §4.1.16).

6.9.4.7. *Montajul telescopului.* Telescopul poate fi montat azimutal (fig. 6.80, a) sau paralactic (fig. 6.80, b). Montajul azimutal, folosit și pentru lunete mici și teodolite, prezintă avantajul unei ușoare echilibrări, dar coordonatele astronomice se obțin indirect. Montajul paralactic (ecuatorial) este caracterizat prin *axa orară*, (axa de ascensiune dreaptă) paralelă cu axa de rotație a Pământului și *axa de declinație*, perpendiculară pe axa orară. Acest montaj

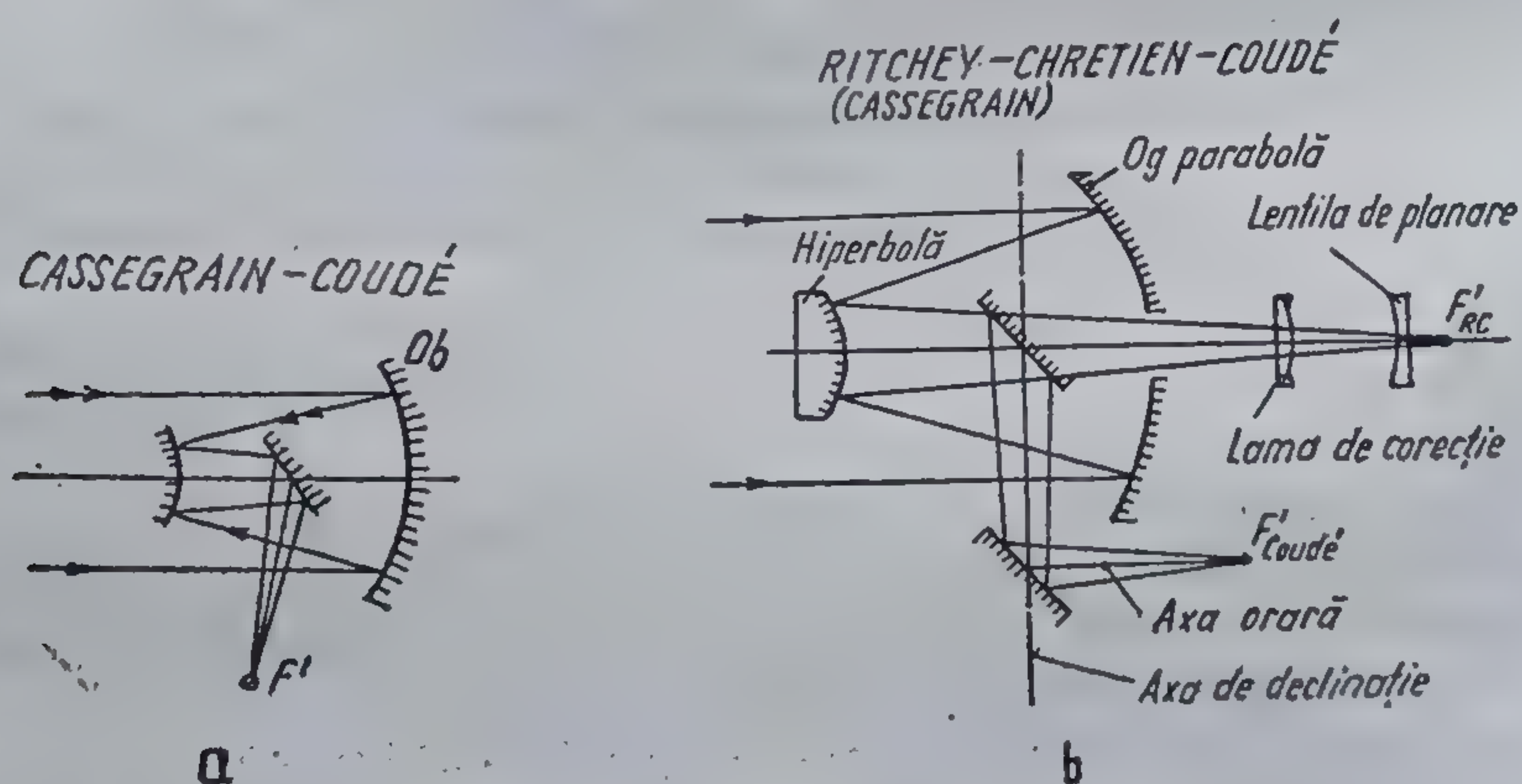


Fig. 6.79. Telescop Coudé și universale.

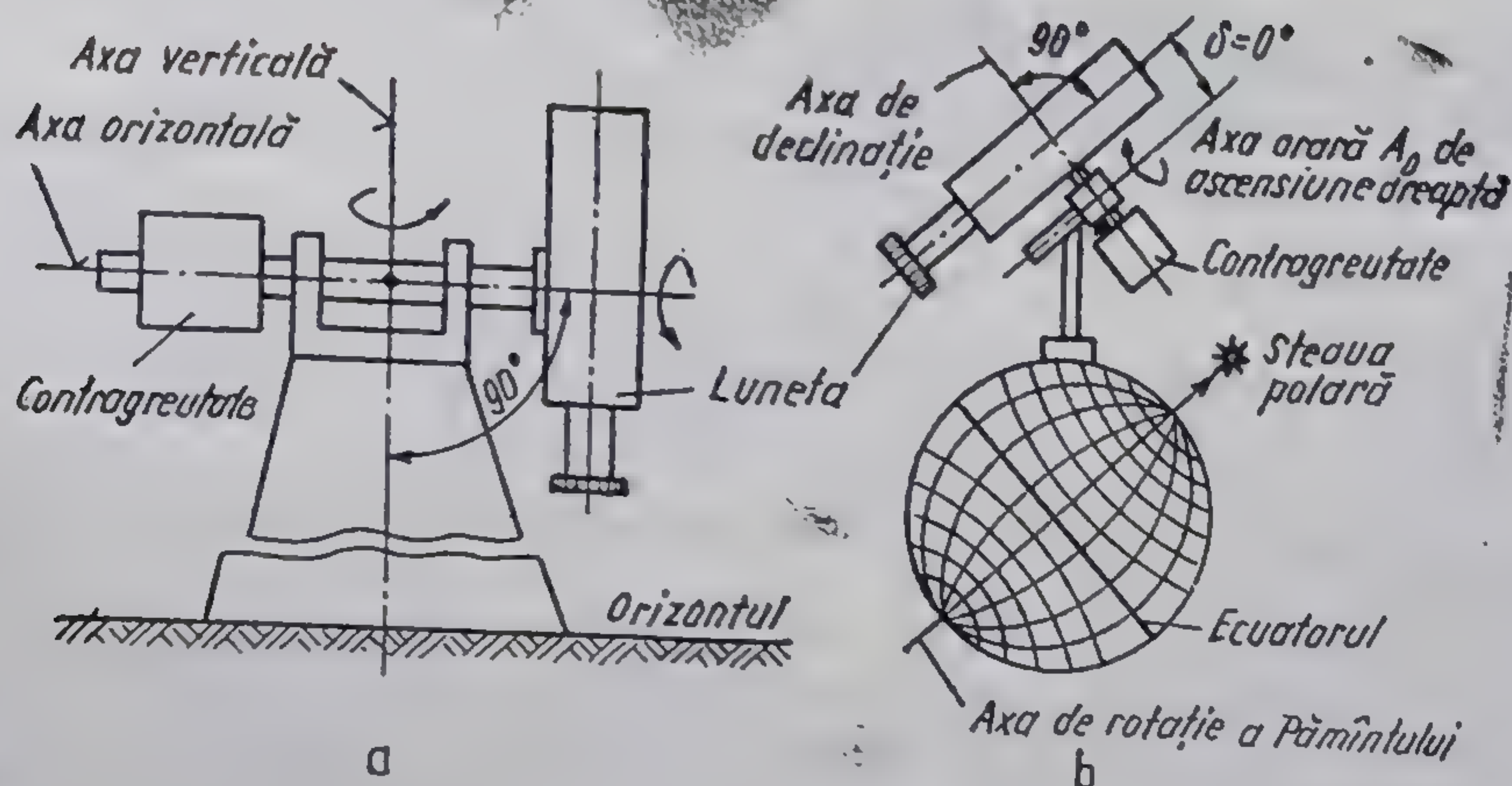
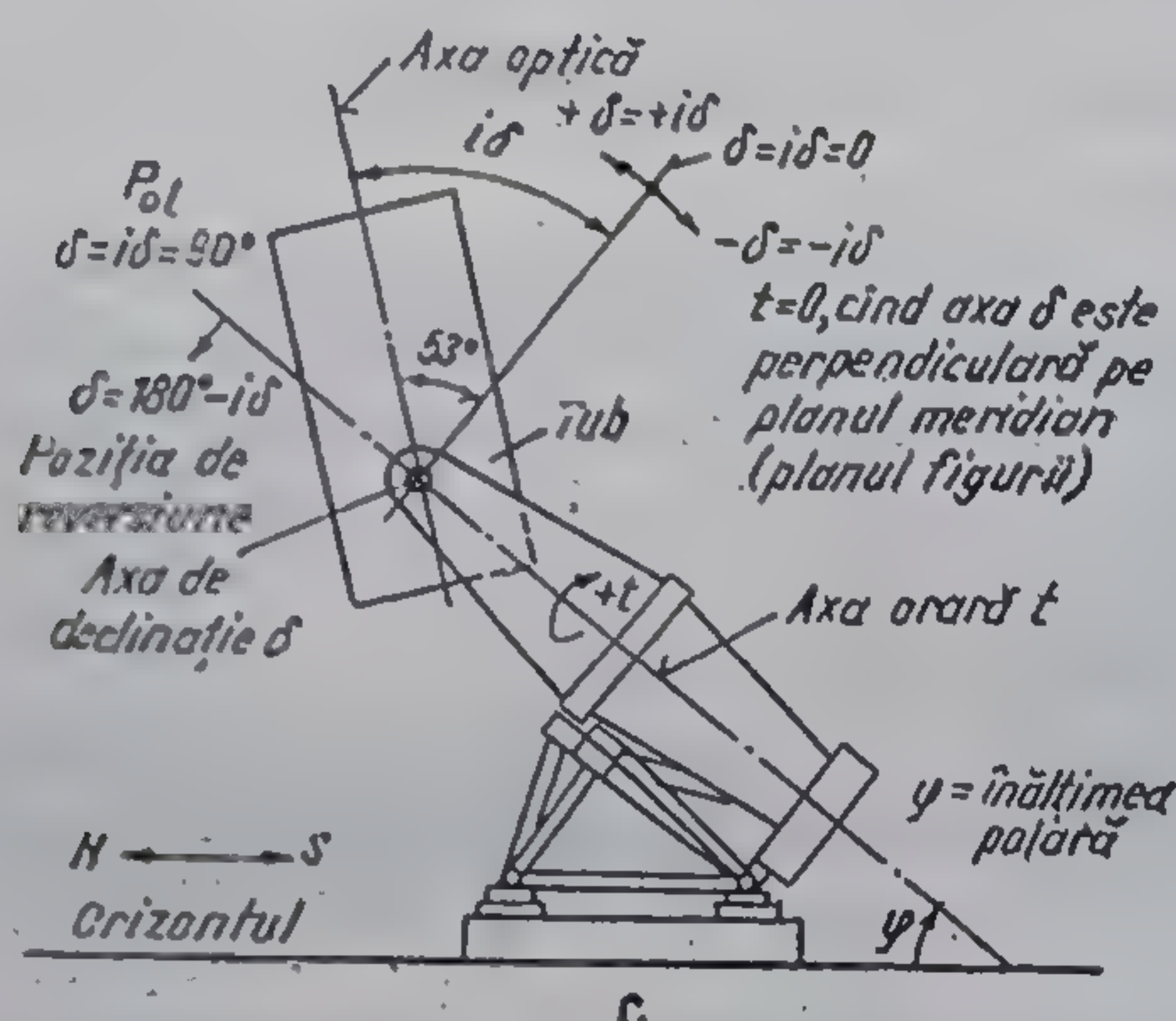


Fig. 6.80. Scheme de montare pentru telescoape.
a — azimutal; *b* — paralactic; *H, C* — paralactic cu coordonatele astronomice $t = 0$ și $\delta = 53^\circ$.



prezintă avantajul că unghiul orar t și declinația δ se obțin fără transformări de coordonate și de aceea se preferă pentru lunete astronomice.

Montajul paralactic a fost realizat în diferite variante constructive: Fraunhofer, Repsold, Perkins, în ramă și în furcă (fig. 6.80, *c*).

6.9.5. Lunete terestre

Pentru observații terestre se poate folosi luneta Galilei. Dacă servește și pentru măsurări ori trebuie să aibă grosime mare, luneta trebuie să fie tip Kepler, prevăzută cu un sistem optic de redresare a imaginii. Redresarea se poate realiza cu sisteme alcătuite din lentile, prisme sau oglinzi.

6.9.5.1. *Lunete terestre cu redresoare lenticulare. a. Redresoare lenticulare.* Redresorul lenticular este un sistem optic care realizează inversarea și transportul imaginii. Acesta trebuie să satisfacă următoarele condiții:

— să realizeze mărirea transversală β'_R impusă (de regulă $\beta'_R = -1$); să aibă lungimea impusă prin construcția lunetei (eventual minimă sau maximă posibilă); să aibă câmpurile liniare și unghiulare obiect egale cu câmpurile imagine ale obiectivului lunetei; să compenseze aberațiile obiectivului ori să

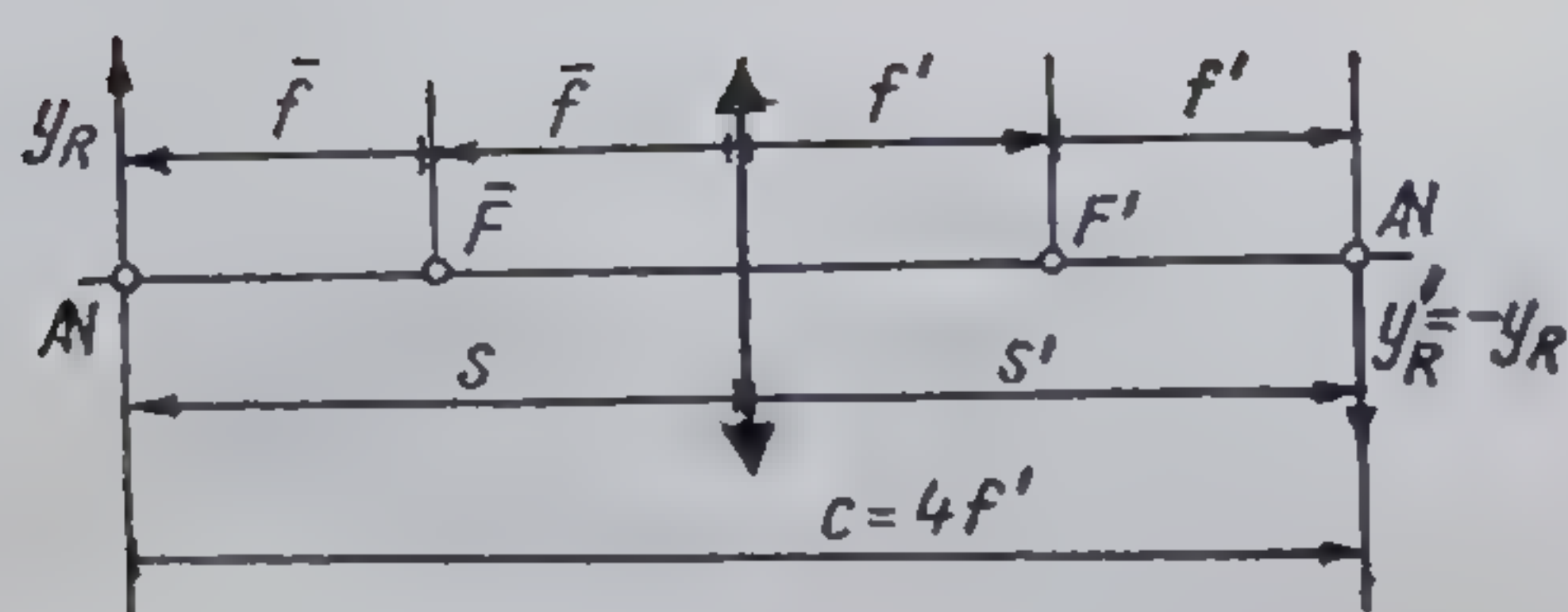


Fig. 6.81. Redresorul de tip simplet.

nu influențeze calitatea imaginii transmise; să realizeze suprapunerea pupilelor precum și o anumită poziție a pupilei de ieșire P_e .

Pentru transportul la distanță mare se conectează două sau mai multe redresoare identice ori de tipuri diferite, cu respectarea condițiilor de conectare corectă a pupilelor.

— *Redresorul R 1* (fig. 6.81) este un simplet convergent acromatic și stigmatic, alcătuit din două sau din trei lentile lipite, calculat pentru $\beta'_R = -1$. Cu notațiile din figură se poate demonstra că obiectul și imaginea sînt situate în planele antinodale: $1/s' - 1/s = 1/f'$; $c = s' - s = s'^2(s' - f')$; $dc/ds' = 0 \rightarrow s' (s' - 2f') = 0$. Soluția $s' = 0$ nu este convenabilă, deoarece imaginea nu se inversează; rezultă $s' = 2f'$ și deci lungimea minimă a sistemului este $\overline{00'} = C = 4f'$.

— *Redresorul R 2* (fig. 6.82) este un sistem optic centrat de tip dublet acromatic și stigmatic, alcătuit din două simplete identice, calculate pentru $s = -\infty$ și situate reflex — simetric față de diafragma D_c situată la $e/2$. Diafragma de cîmp se montează în planul ultimei imagini reale $y'_R = y_{0c}$. Se observă că $e = \overline{H'_1 H_2} = f'_1 = f'_2 = f'$. Centrul pupilei de intrare a redresorului este H_2 , iar centrul pupilei de ieșire H'_1 . Așadar, sistemul R2 este cel mai scurt redresor: $C = \overline{00'} = 3f'$. Luneta (periscopul) poate fi lungită prin conectarea a două sau a mai multor redresoare.

— *Redresorul R 3* (fig. 6.83) este un sistem afocal, de tip dublet, alcătuit din două simplete acromatice și stigmatice identice, situate simetric față de diafragma de deschidere D_d , la distanța $e = \overline{H'_1 H_2} = 2f'$. Lungimea sistemului este $C = 4f'$. Cînd s crește între 0 și $2f'$, abscisa s'_2 scade de la $2f'$ la 0. Dacă y_R crește ori scade cu Δy_R , imaginea sa scade sau crește cu $\Delta y'_R = -\Delta y_R$. Diametrul diafragmei de deschidere $D_d = y'_1 = 2f' \tan \sigma_p$. Diametrele celor două simplete: $D_1 = D_2 = D = 2y_R + 2f' \tan \sigma_p$. Conectînd două redresoare, se dublează lungimea aparatului.

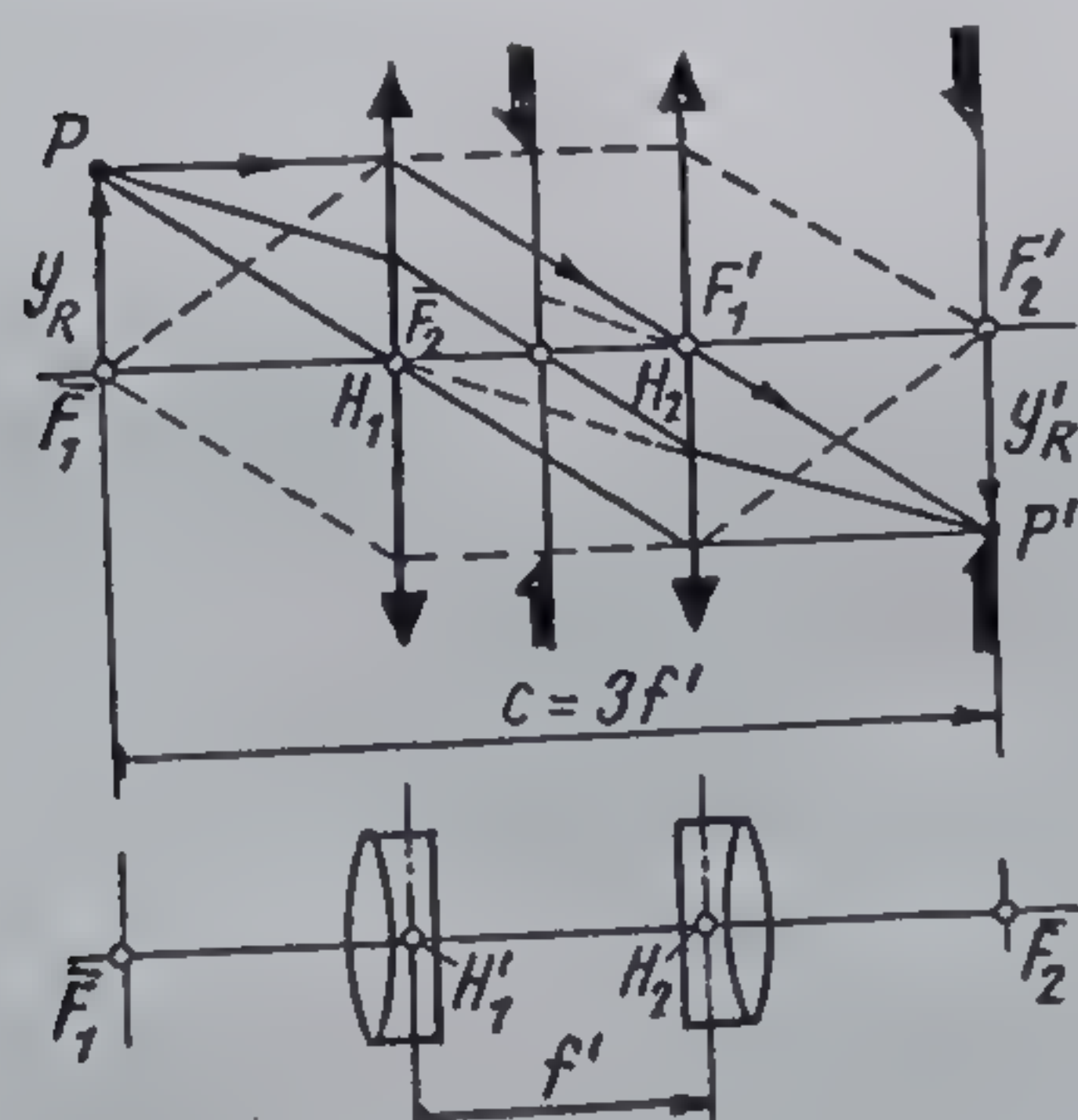


Fig. 6.82. Redresorul de tip dublet.

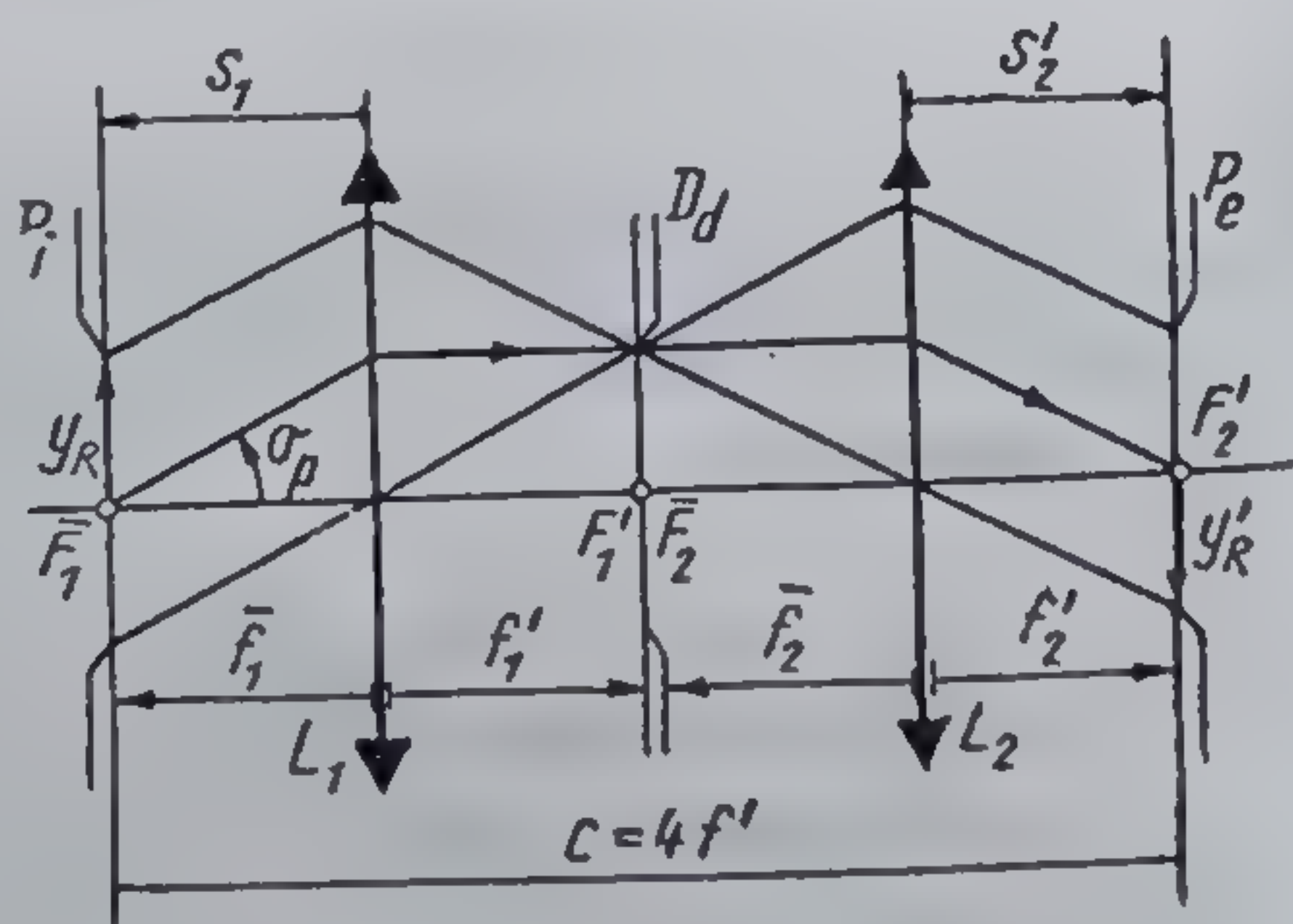


Fig. 6.83. Redresorul de tip dublet afocal.

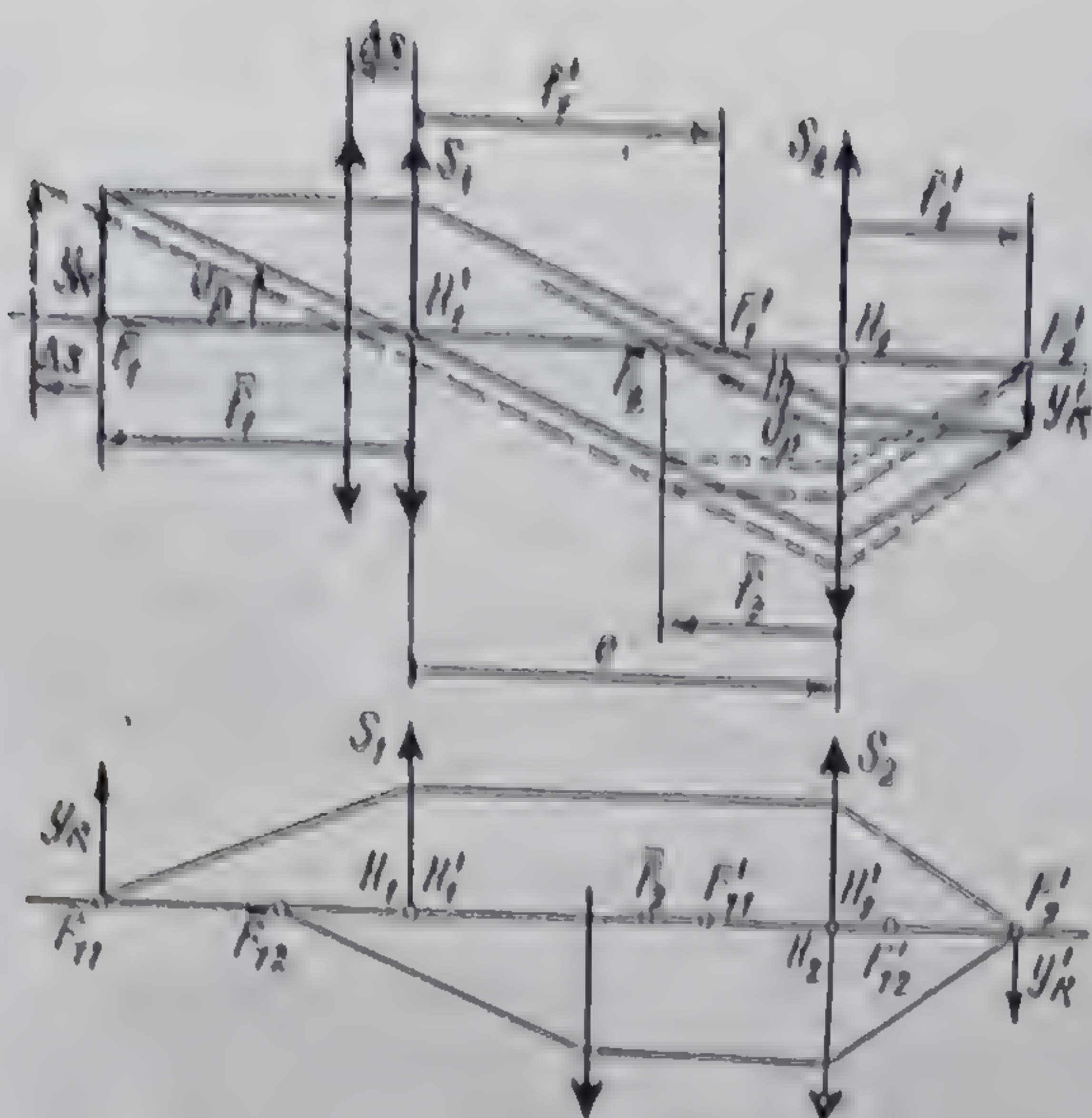


Fig. 6.84. Redresorul cu intervalul $e = H_1/H_2$ variabil.

— Redresorul $R4$ (fig. 6.84) este un ansamblu alcătuit din două simplete: unul S_1 mobil și altul S_2 fix. Obiectul y_R (imaginea y'_{ob} dată de obiectiv) se află situat permanent în focarul F_1 , iar imaginea sa $y'_R = -y_R = y_{oc}$ se formează mereu în planul focal imagine F'_2 al sistemului S_2 , plan în care se montează și reticulul lunetei, limitat de diafragma de cîmp D_c . Cu notațiile din figură pot fi scrise următoarele relații evidente: $y'_R = f'_2 \operatorname{tg} \sigma_p$; $\operatorname{tg} \sigma_p = y_R/f'_1$; $\beta'_R = y'_R/y_R = f'_2 \operatorname{tg} \sigma_p / f'_1 \operatorname{tg} \sigma_p = f'_2/f'_1$. Se mai poate considera că sistemul S_1 funcționează ca o lupă cu obiectul în focar, mărindu-l de Γ_1 ori în timp ce sistemul S_2 funcționează invers, adică micșorează de Γ_2 ori: $y'_R = y_R \Gamma_1 / \Gamma_2 = y_R \frac{250}{f'_1} \cdot \frac{f'_2}{250} = y_R f'_2 / f'_1 = y_R \beta'_R$, β'_R fiind mărirea transversală a redresorului.

Redresorul se folosește în construcția lunetelor terestre pentru observarea obiectelor situate la diferite distanțe s .

b. *Luneta Kepler cu redresorul $R1$* (fig. 6.85) cu notațiile din figură pot fi scrise relațiile: $y'_{os} = y_R = f'_{ob} \operatorname{tg} \sigma_p$; $y_R \beta'_R = y'_R = y_{oc}$; $y_{oc} \cdot \frac{250}{f'_{oc}} = y'_o = y''$.

Așadar, $y'' = y_R \beta'_R \Gamma_{oc} = f'_{ob} \operatorname{tg} \sigma_p \cdot \frac{250}{f'_{oc}}$; $\beta'_R = 2f'_R / 2f_R$;

$$\Gamma = \frac{2y''}{2y} = \frac{\operatorname{tg} \sigma'_p}{\operatorname{tg} \sigma_p} = \frac{\Gamma_{oc}}{\Gamma_{ob}} \cdot \beta'_R = \frac{f'_{ob}}{f'_{oc}} \cdot \beta'_R = \frac{P_e}{P_i} \beta'_R;$$

$$1/p'_{os} - 1/p_{oc} = 1/f'_{os}; \quad 1/p'_R - 1/p_R = 1/f'_R.$$

Se observă că pentru unghiuri σ_p relativ mari rezultă diametre foarte mari pentru redresor și ocular. De asemenea, pupila de ieșire are abscisă p'_{oc} prea mare. Aceste neajunsuri pot fi eliminate dacă se introduce o lentilă de cîmp L_c în apropierea imaginii reale $y'_{ob} = y_R$. Dacă această lentilă se află chiar în planul imaginii y'_{ob} și are distanță focală $f'_o = f'_{ob}$, raza pupilară principală NH este deviată în B' după direcția N_1M_1 . Ca urmare, diametrele

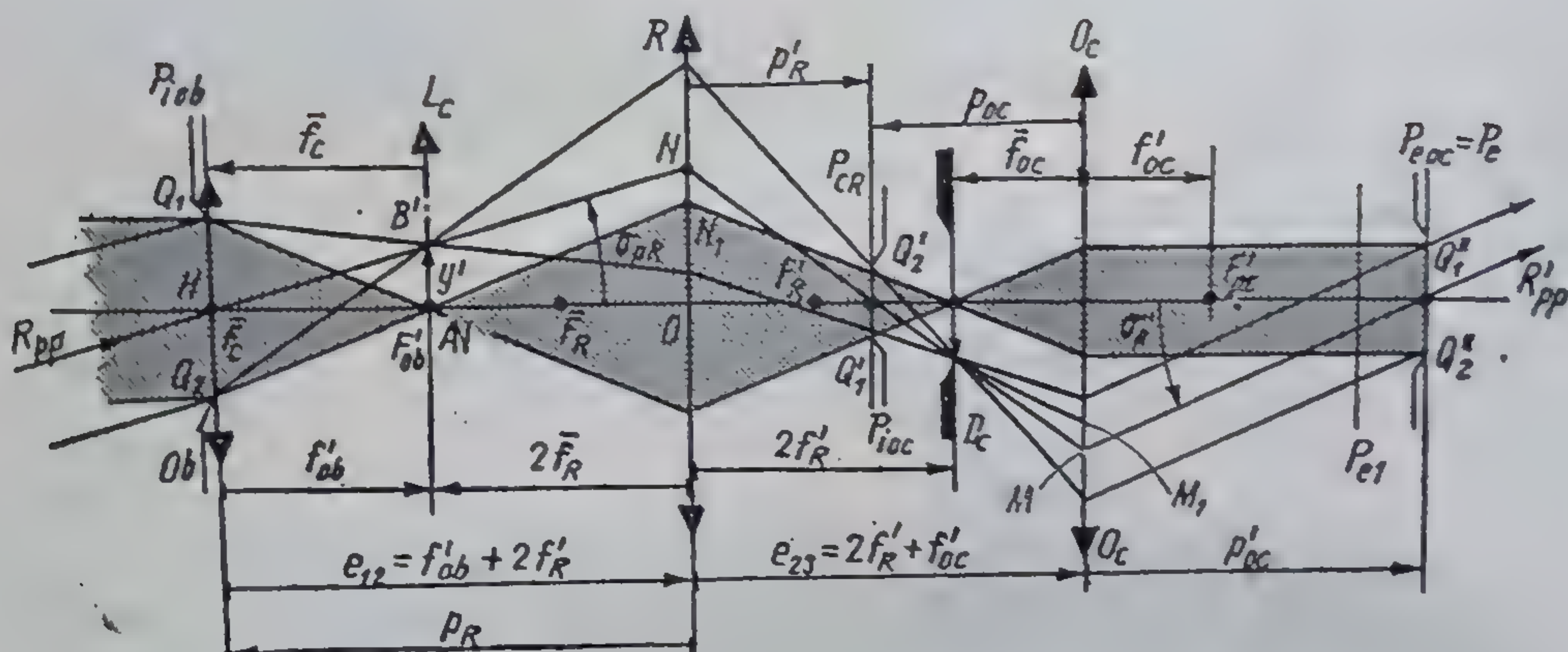


Fig. 6.85. Luneta Kepler cu redresorul simplu.

D_R și D_{oc} scad cu $2 \overline{N_1 N}$ și respectiv cu $2 \overline{M_1 M}$, fără ca mărimea și poziția imaginii să fie influențate. Pe de altă parte, se constată că și abscisa p'_{oc} se micșorează. Din teoria aberațiilor de ordinul III se știe că lentila L nu influențează nici calitatea imaginii.

c. *Luneta Kepler cu redresorul R2.* În fig. 6.86 este reprezentată o lunetă terestră cu redresorul lenticular R2, a cărei lungime este $3f'_R$. Cu notațiile din figură pot fi scrise relațiile următoare:

$$P_{iob} = D_d = P_{eob} = P_{eob} = P_{iR}; \quad y'_{ob} = f'_{ob} \operatorname{tg} \sigma_p = y_R;$$

$$2y_R = D_c; \quad y'_R/y_R = \beta'_{ob}; \quad y'_R = y_{oc} = f'_{oc} \operatorname{tg} \sigma'_p;$$

$$\beta'_R = y'_R/y_R = f'_{oc} \operatorname{tg} \sigma'_p / f'_{ob} \operatorname{tg} \sigma_p; \quad y'' = y'_R \Gamma_{oc} = y'_R \cdot \frac{250}{f'_{oc}}.$$

$$2y''/2y = \Gamma = \Gamma_{oc} \beta'_R / \Gamma_{ob} = (f'_{ob}/f'_{oc}) \beta'_R = (P_i/I) \beta'_R = \operatorname{tg} \sigma'_p / \operatorname{tg} \sigma_p;$$

$$1/p'_{R1} - 1/p_R = 1/f'_R; \quad 1/p'_{R2} - 1/p_R = 1/f'_R; \quad 1/p'_{oc} - 1/p_{oc} = 1/f'_{oc}.$$

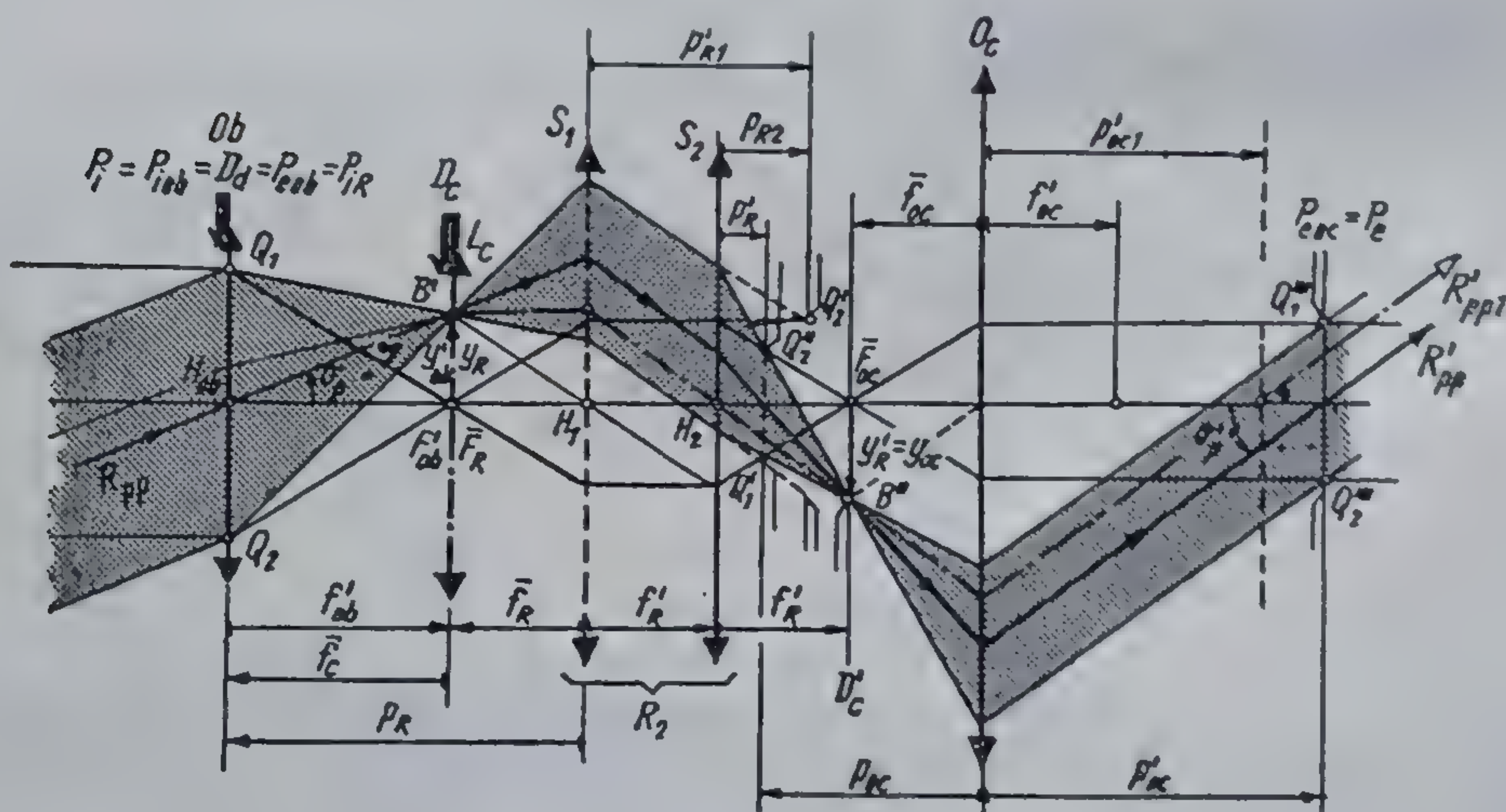
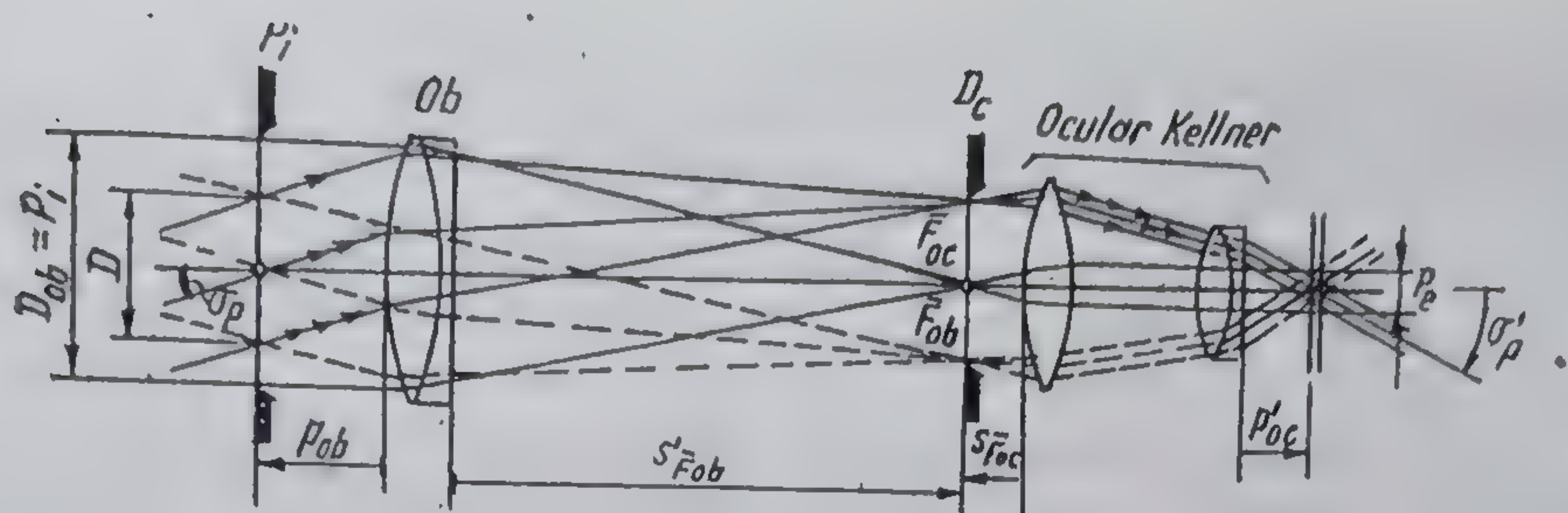


Fig. 6.86. Luneta terestră cu redresor detip dublet.



$$V = D/P_i = 0,5$$

$$p_{ob} = \frac{D_{ob} - D}{2 \operatorname{tg} \sigma_p} = \frac{D_{ob} - V D_{ob}}{2 \operatorname{tg} \sigma_p} = \frac{D_{ob}(1-V)}{2 \operatorname{tg} \sigma_p}$$

Fig. 6.87. Lunetă Kepler cu fascicul vignetat.

Se constată că, și în acest caz, diametrele sistemelor componente și abscisa pupilei de ieșire $p'_{oc} = p'_e$ rezultă foarte mari. Din acest motiv este avantajos să se monteze o lentilă de câmp L_c în planul focal imagine F'_{ob} al obiectivului. Dacă această lentilă (planconvexă), are focala $\bar{f}_c = -f'_{ob}$, razele care intră în obiectiv sub unghiul σ_p se refractă în B' și întîlnesc sistemul S_1 la o înălțime H_1 mai mică. Se observă că raza pupilară principală se propagă paralel cu axa optică între L_c și S_1 și intersectează această axă la o abscisă $p'_{oc1} < p'_{oc}$, în timp ce $p_{oc} = \bar{f}_R + \bar{f}_{oc}$.

Un mijloc suplimentar utilizat pentru micșorarea diametrelor sistemelor optice situate între obiectiv și ocular îl constituie vignetarea (fig. 6.87).

Se observă cum fasciculele incidente sub unghiul σ_p sînt vignetate cu mărimea $V = D/P_i$. Pupila de intrare $P_i = D_{ob}$, cu abscisa $p_{ob} = (D_{ob} - D)/2 \operatorname{tg} \sigma_p = D_{ob}(1 - V)/2 \operatorname{tg} \sigma_p$, poate fi chiar diafragma de deschidere situată după obiectiv. Un exemplu de acest fel îl constituie luneta terestră cu redresor de tip R2 (fig. 6.88), pentru care sînt valabile următoarele relații:

$$2y(1/\Gamma_{ob}) \Gamma_{R1}(1/\Gamma_{R2}) \Gamma_{oc} = 2y''; \quad \Gamma = 2y''/2y = (\Gamma_{oc}/\Gamma_{ob}) \xi'_R;$$

$$\Gamma = \operatorname{tg} \sigma'_p / \operatorname{tg} \sigma_p = \frac{P_i}{P_e} \beta'_R = \frac{f'_{ob}}{f'_{oc}} \cdot \beta'_R; \quad \beta'_R = f'_R / \bar{f}_R = -1;$$

$$V = D/P_i.$$

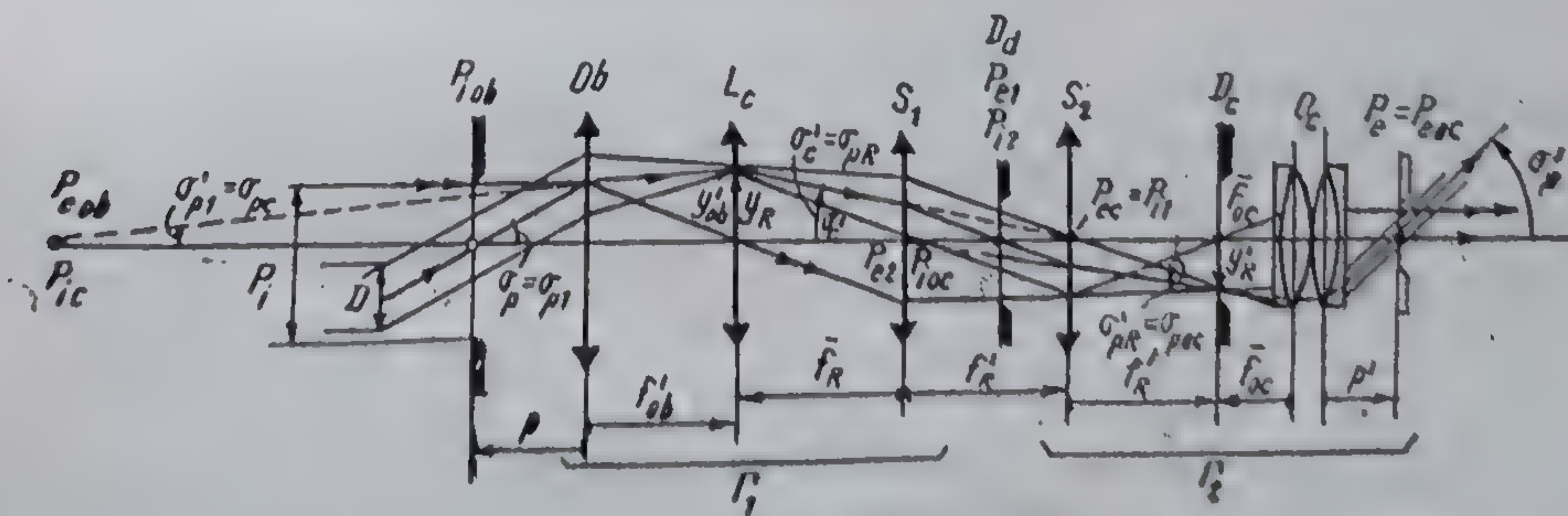


Fig. 6.88. Reducerea gabariturii transversal prin vigneta.

Se constată că luneta din fig. 6.88 este de fapt alcătuită din două lunete: prima, cu grosimentul Γ_1 , este constituită din obiectivul O_b și ocularul S_1 , cu lentila de câmp L_c ; a doua, cu grosimentul Γ_2 , are obiectivul S_2 și ocularul O_c . Grosimentul total este $\Gamma = \Gamma_1 \Gamma_2$, unde $\Gamma_1 = -f'_{ob}/f'_R$ și $\Gamma_2 = -f'_R/f'_{oc}$.

Ca exemplu de utilizare a redresorului R_2 îl constituie luneta pentru arma de vânătoare [21] și periscopul de artilerie [21].

6.9.5.2. *Lunete terestre cu redresoare prismatice. a. Luneta monoculară.* Redresarea imaginii furnizată de obiectivul unei lunete se realizează și cu prisme sau sisteme prismatice redresoare. Formele și dimensiunile acestora se găsesc în tabelul 4.3. În fig. 6.89 sînt reprezentate schemele optice ale celor mai reprezentative lunete.

La calculul obiectivului se folosește metoda compensării, adică, se efectuează mai întîi calculul de gabarit, se dimensionează sistemul prismatic și

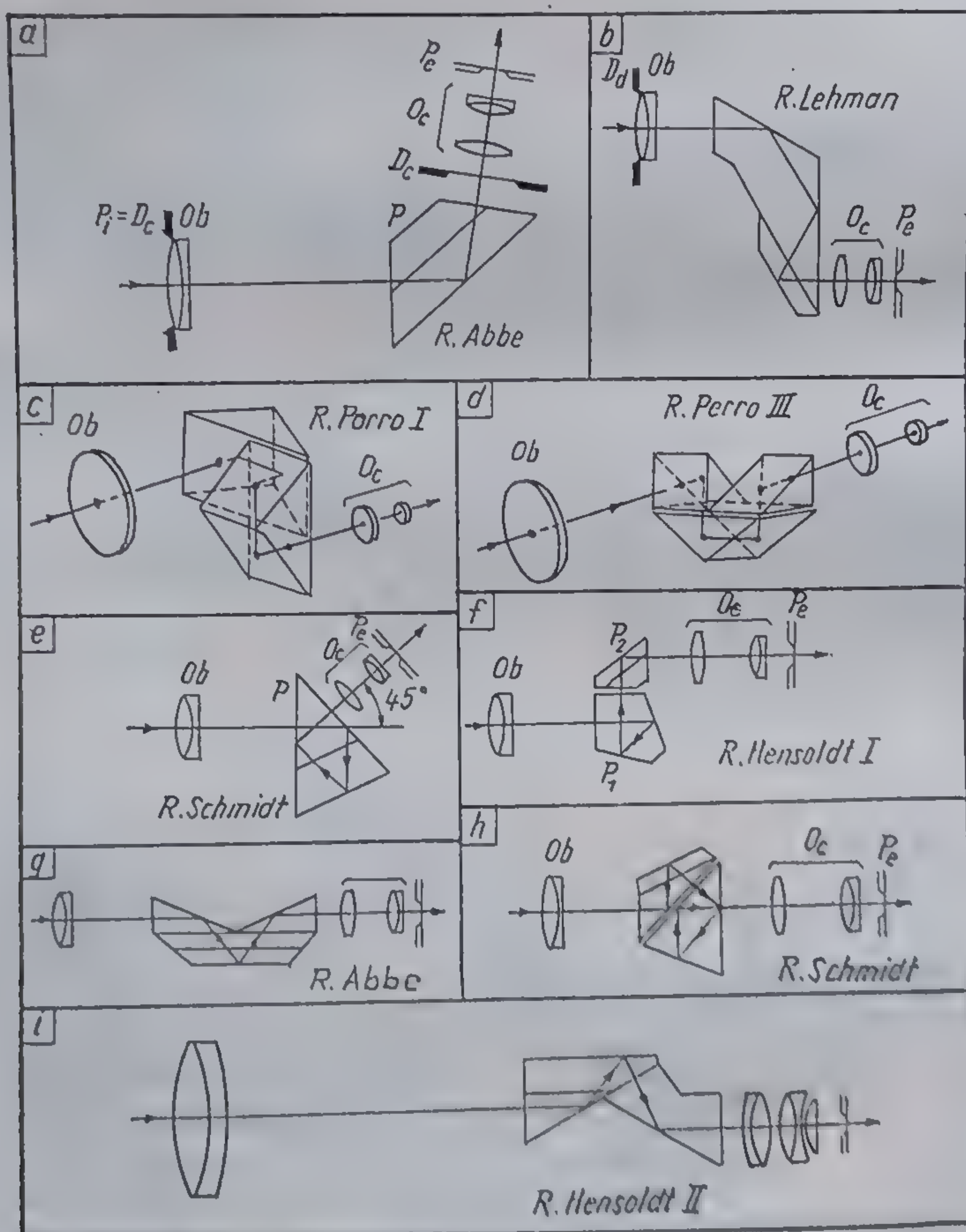
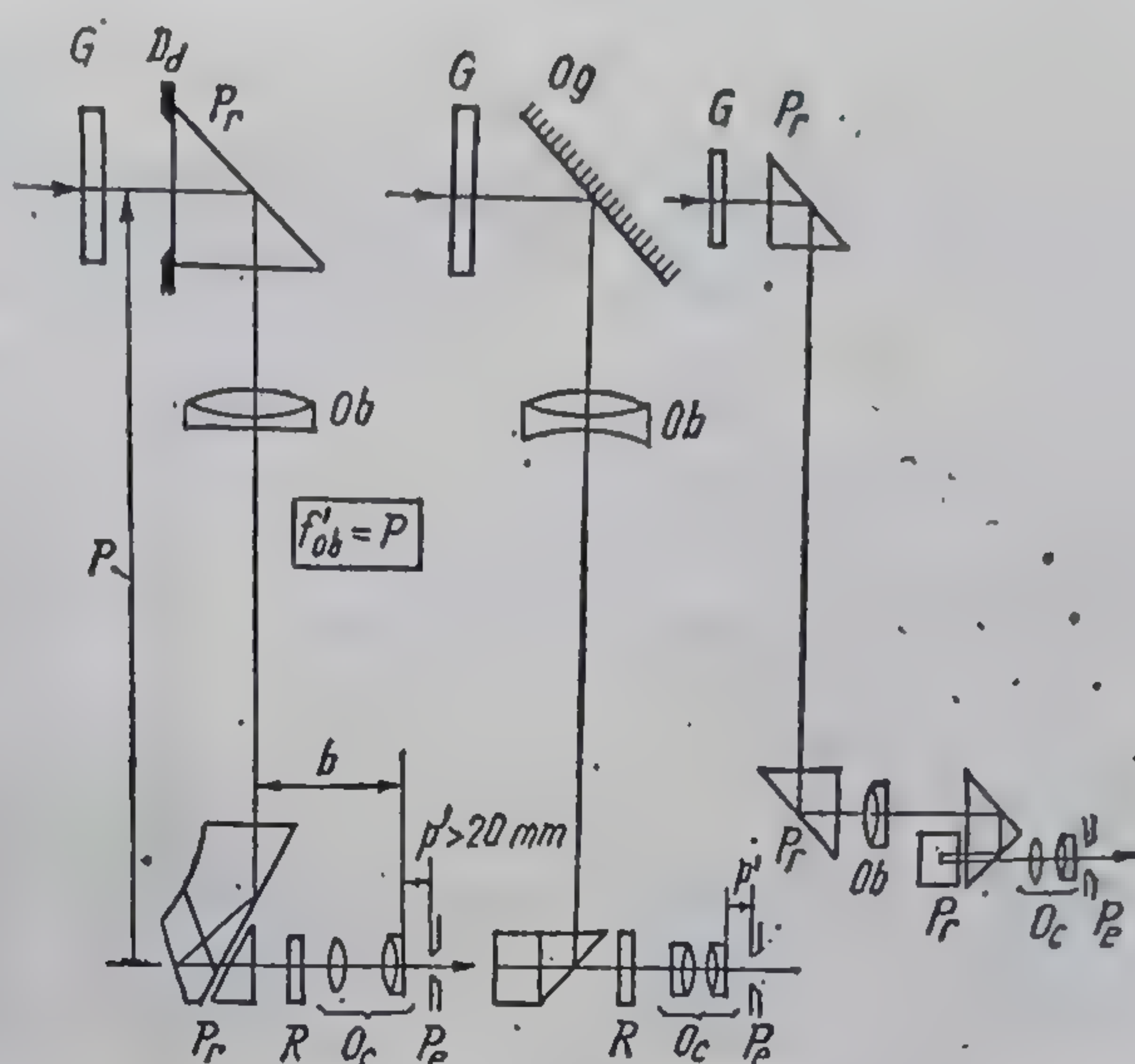


Fig. 6.89. Lunete Kepler cu redresoare prismatice de diferite tipuri.

Fig. 6.90. Lunete periscopice cu redresoare prismatice.



se calculează aberațiile acestuia (de sfericitate, astigmatismul, aberația cromatică a razei pupilare principale etc). De asemenea, se calculează deplasarea imaginii produsă de prismă (v. fig. 6.61), [21].

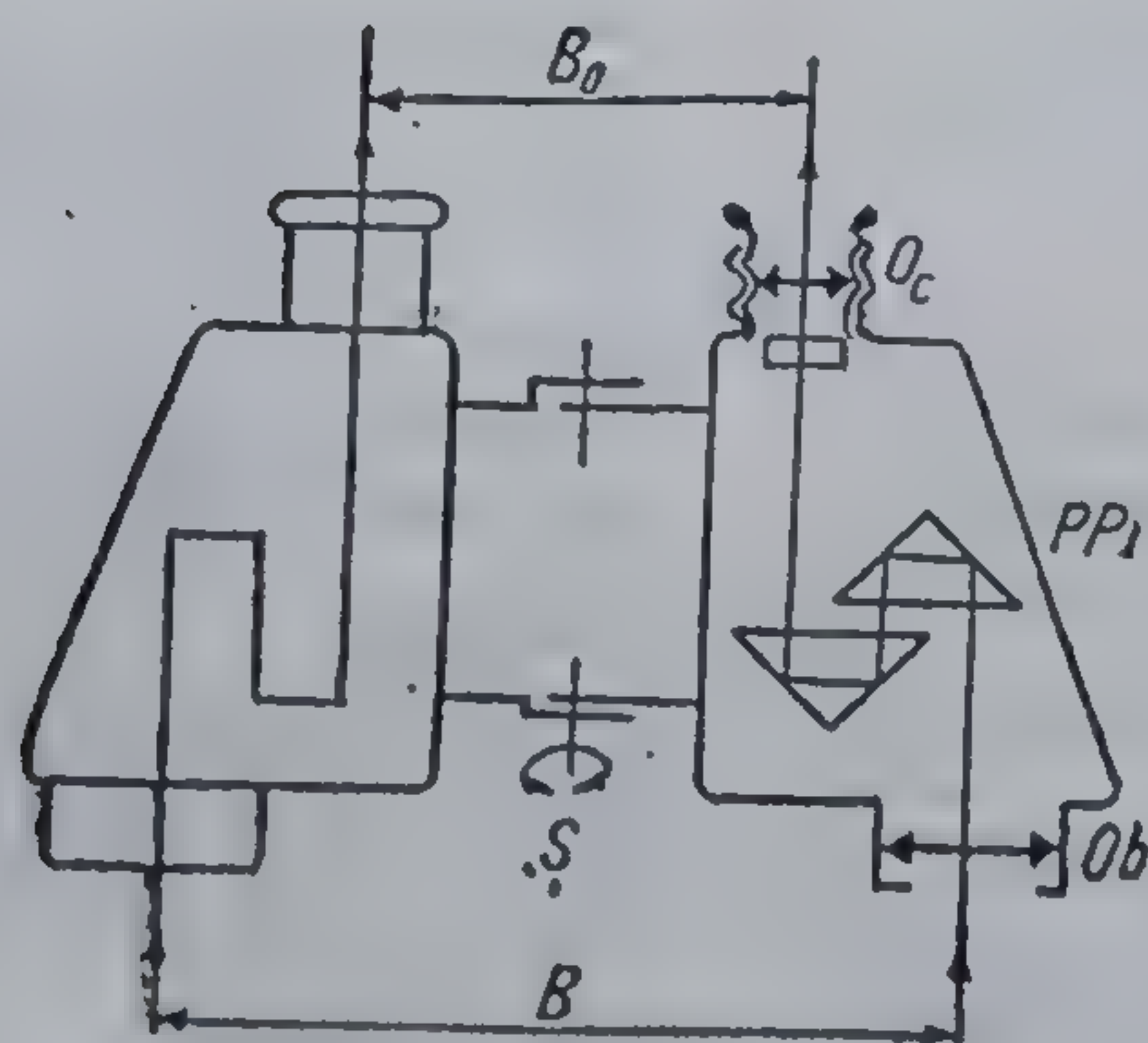
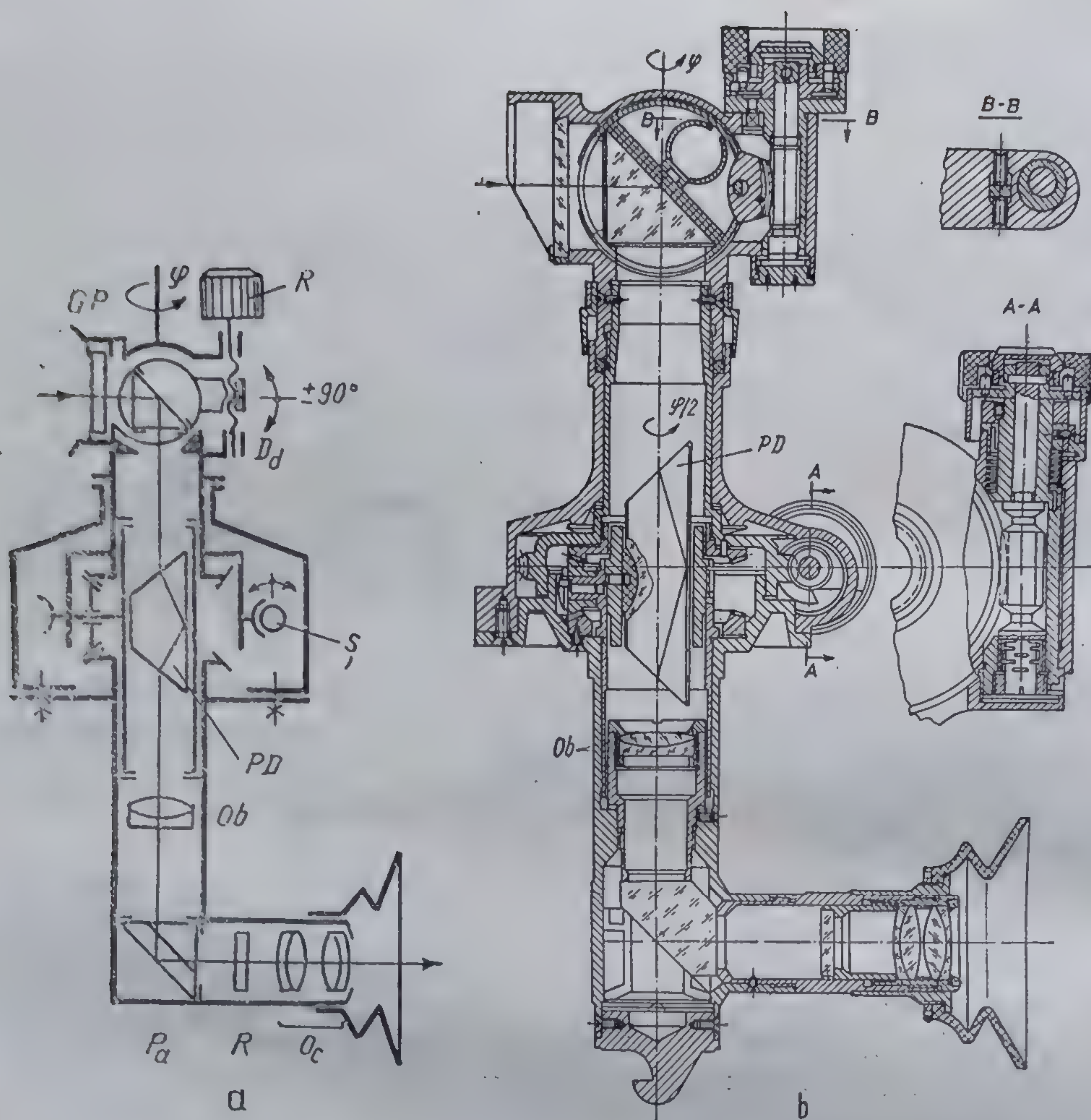
Lunetele cu diametre mari sînt telescoape aplanetice (v. § 6.9.4) de tip Gregory sau Cassegrain.

Pentru diferite aparate se folosesc lunetele periscopice (fig. 6.90), care sînt lunete Kepler cu redresoare prismatice de diferite tipuri. Fig. 6.91 reprezintă schema optico-mecanică a lunetei panoramice (periscopul panoramic) și o secțiune prin aceasta.

La rotirea șurubului melc S , se rotește capul (G - P - R) cu unghiul φ , iar prisma Dove PD cu unghiul $\varphi/2$ în același sens, adică rămîne în urmă cu unghiul $\varphi/2$ și imaginea dată de obiectivul O_b rămîne dreaptă și fixă. Caracteristici: $\Gamma = 4X$, $2\sigma_p = 10^\circ$, $P_e = 4$ mm, $f'_{ob} = 125$ mm; $f'_{oe} = 20$ mm; $p'_{oe} > 19$ mm; $s = -5$ km; $2y = 200$ m. Lunetele panoramice cu $P > 220$ mm sînt prevăzute cu redresoare lenticulare.

b. *Luneta binoculară*. Luneta binoculară terestră este alcătuită din două lunete identice de tip Galilei ori Kepler (prevăzute cu redresoare lenticulare, prismatice sau din oglinzi (v. fig. 6.89 și 6.90) astfel legate încît: 1) axele lor să fie paralele; 2) distanța dintre pupilele de intrare să fie variabilă; 3) distanța dintre pupilele de ieșire să fie variabilă; 4) abscisa obiect să fie variabilă; 5) ocularele să fie prevăzute cu dispozitive cu dioptrii. Cele mai reprezentative dintre acestea sînt binoclurile și lunetele foarfece.

— *Binoclul*. Cel mai răspîndit binoclu este alcătuit din două lunete Kepler, prevăzute cu redresoare prismatice de tip Porro I., legate cu o șarnieră care asigură modificarea ercartului pupilar (bazei oculare) B_0 astfel încît axele celor două lunete să rămîină paralele (fig. 6.92).



— *Caracteristici*: $P_i = (30 \dots 50) \text{ mm}$; $\Gamma = (6 \dots 15) \text{ X}$; $2\sigma_p = 2^\circ 30' \dots 10^\circ$; $P_e = (2 \dots 8) \text{ mm}$; $\beta_0 = (50 \dots 74) \text{ mm}$; $N = 14 \text{ dpt}$; $P_s = B/B_0$ (plasticitatea specifică). $P_{st} = \Gamma B/B_0$ (plasticitatea totală); cîmpul unghiular obiect $2\sigma_p$; cîmpul obiect liniar $2y' = 2s \tan \sigma_p = 2s\sigma_p/57,3$ la distanța $s = 1000 \text{ m}$; distanța vederii stereoscopice $s_{st} = sP_{st} = s\Gamma B/B_0$; numărul de amurg sau luminozitatea ΓP_i ; intensitatea luminoasă $P_e^2 = (P_i/\Gamma)^2$; intensitatea luminoasă fizică τP_e^2 ($\tau =$ factorul de transmisie); rezoluția $R = P_i/12''$ (P_i în cm); abscisa pupilei de ieșire p'_o . Calculul de gabarit și relațiile de calcul sînt date în §6.9.2. Binoclul se simbolizează printr-un grup de litere sau numele firmei producătoare urmat de produsul ΓP_i . Cu cît ΓP_i este mai mare, cu atît aparatul este mai luminos.

— *Obiectivul* este de tip dublet (triplet) acromatic cu $P_i/f' = 1/4$, corectat de aberațiile de sfericitate și de coma prin compensarea acestora cu aberațiile sistemului prismatic redresor.

Variația abscisei obiect se poate efectua ușor dacă obiectivele sînt de tip telesistem, la care cele două sisteme divergente se deplasează simultan în scopul focalizării interioare (exemplu: binoclul $8 \times 20 \text{ B}$ și $10 \times 25 \text{ B}$ — Carl Zeiss-Oberkochen).

— *Ocularul* este de tip Ramsden complex, cu cîmp foarte mare ($70^\circ \dots 90^\circ$), corectat în primul rînd de distorsiune. Se recomandă dispozitive cu dioptrii ori abscise pupilare p'_{oo} mari (> 20) pentru ochelari.

— *Reticulul*. Binoclurile speciale sînt prevăzute cu reticule astfel gravate încît observatorul să poată estima direct mărimea unui obiect situat la o anumită distanță. De regulă, unitatea de măsură este miimea, care reprezintă unghiul la centru subîntins de un arc cu lungimea de $l = 1 \text{ m}$ pe circumferința unui cerc cu raza $R = 1000 \text{ m}$. Se consideră circumferința $L = 2\pi R = 6000 \text{ m}$ și miimea Rihmailo m_R . Așadar, cercul conține 6000 diviziuni = 6000 m_R , notate de la 0—01 ... 60—00. Între miimea m_R , gradul vechi α° , gradul nou (gonul) și arcul $\tilde{\alpha}$ există următoarele relații:

$$m_R = \frac{6000}{360} \alpha^\circ = \frac{6000}{400} \alpha^g = \frac{6000}{2\pi} \tilde{\alpha}.$$

Deci $m_R = 100 \alpha^\circ/6 = 15^g = 3600 \tilde{\alpha}/\pi$.

Prin aproximația $2\pi \approx 6$ se comite o eroare de 5% în plus. Astfel, pentru 0—10 se obține $6 + 5 \cdot 6/100 = 6,30$ în loc de 6,283.

Pentru $R = 1000 \text{ m}$ și 1 $m_R = 0—01$, lungimea arcului, adică distanța care se cuprinde într-o diviziune este $l = R(0—01)/1000 = 1 \text{ m}$.

Dacă tot cercul conține 60 diviziuni, atunci unei diviziuni îi corespunde arcul de 100 m la distanța de 1 km.

Pentru calculul reticulului se consideră că centrul cercului este situat în punctul nodal obiect al obiectivului și valoarea diviziunii de 0—05 (5 miimi), căreia îi corespund 500 m la distanța de 1000 m.

Fig. 6.93 reprezintă o secțiune printr-un binoclu 7×40 .

c. *Ajustarea și verificarea binoclului* constă în: 1) ajustarea paralelismului axelor lunetelor cu luneta dublă paralelă, sau cu o lunetă autocolimatoare; dacă axele nu sînt paralele, se ajustează transversal obiectivul lunetei din dreapta, după ce s-au aliniat lunetele din stînga; 2) ajustarea paralaxei (necoincidenței planului imagine al obiectivului cu planul reticulului) se face montînd binoclul între colimator și lunetă și deplasînd axial reticulul sau obiectivul.

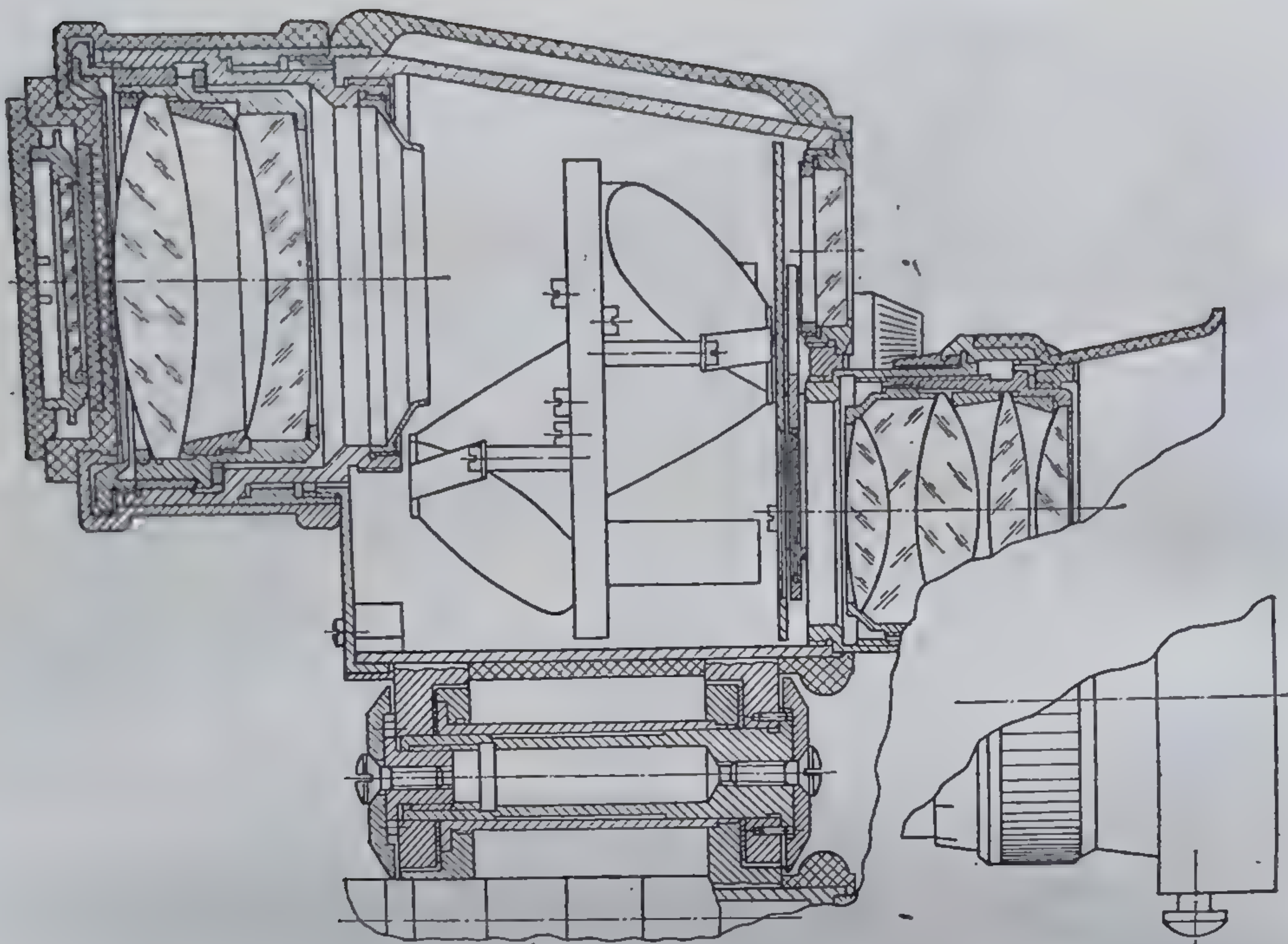


Fig. 6.93. Binoclul 7×40 în secțiune.

tivul pînă cînd imaginile reticulului colimatorului și reticulului binoclului se văd clar; 3) ajustarea poziției zero a inelului cu dioptrii se face prin rotirea ocularilor binoclului pînă cînd, prin luneta cu ocularele la 0 dpt, se văd clar reticulele colimatorului și lunetei. Apoi se rotesc mufele cu dioptrii față de oculare pînă la poziția zero și se blochează cu șuruburile prevăzute în acest scop; 4) verificarea puterii separatoare se efectuează cu ajutorul mirelor prevăzute cu grupuri de linii de grosimi diferite; numărul din centrul grupului reprezentînd unghiul dintre razele vizuale în secunde, corespunzătoare a două linii vecine situate la distanța de 250 mm; 5) verificarea transmisiei determină prin măsurarea iluminării unui colimator, direct și prin fiecare lunetă a binoclului.

d. *Luneta foarfece*. Aceasta este alcătuită din două lunete periscopice care sînt astfel montate încît distanța B dintre pupilele de intrare poate crește considerabil prin rotirea celor două lunete în jurul unei axe situate în planul pupilelor de ieșire. Așadar, plasticitatea stereoscopică crește, iar periscopicitatea scade. Luneta permite observarea în teren, măsurarea unghiurilor în plan orizontal și vertical și determinarea distanțelor. Scările lunetelor foarfece sînt gradate în 60—00.

Diafragma de apertură poate fi: montura obiectivului sau montura prismei de cap. Recomandări: $\Gamma = 10 \times$; $f'_{oc} \approx 30 \text{ mm}$; $f'_{ob} \approx 300 \text{ mm}$; $P = 300 \text{ mm}$; $D_c = 2f'_{ob} \tan \sigma_p = 2f'_{oc} \tan \sigma_p = D_{reticul}$; $2\sigma_p = 5^\circ$; $P_o = 5 \text{ mm}$; $P_i = \Gamma P_o = 10 \cdot 5 = 50 \text{ mm}$; $\tan \sigma'_p = \Gamma \cdot \tan \sigma_p = 10 \tan 2^\circ 30' = 10 \cdot 0,0437 \rightarrow \sigma'_p = 23^\circ 30'$; $2\sigma'_p = 47^\circ$. Ocularul corespunzător este cel cu $f'_{oc} = 29,96 \text{ mm}$; $f'_{ob} = f'_{oc}$; $\Gamma = 300 \text{ mm}$; $\Omega = P_i/f' = 1/6$.

6.9.6. Lunete cu focalizare interioară

Luneta cu focalizare interioară este, de regulă, o lunetă de tip Kepler cu obiectiv de tip telesistem direct, cu abscisă obiect variabilă (v. fig. 3.22 și 3.24).

Datele inițiale sînt: Γ , P , $f' = f'_{ob}$, lungimea mecanică L , abscisa obiect minimă a_1 . Alte caracteristici se aleg astfel încît să fie satisfăcute condițiile: $f'_1 > 0$; $f'_2 < 0$, $|f'_1| > |f'_2|$; $e > 0$. Prezintă interes deplasarea x a sistemului divergent pentru ca la o abscisă obiect a_1 dată imaginea să se formeze pe reticul (fig. 6.94).

a. *Obiectul este situat la infinit:*

$$1) f' = -f'_1 f'_2 / \Delta; \quad 2) \Delta = e - (f'_1 + f'_2) = \overrightarrow{F'_1 F'_2};$$

$$3) \quad e = \overrightarrow{H_1 H_2} = \Delta + f'_1 + f'_2 = -f'_1 f'_2 / f' + f'_1 + f'_2;$$

$$4) s_2 = f'_1 - e; \quad 5) s'_2 = f'_2 s_2 / (f'_2 + s_2); \quad 6) L = e + s'_2.$$

b. *Obiectul este situat la distanța finită a_1*

$$7) L = e + x + a'_2; \quad 8) a'_2 = L - (e + x);$$

Din (6) și (8) rezultă:

9) $a'_2 = s'_2 - x$; 10) $a'_1 = a_1 f'_1 / (a_1 + f'_1)$;

$$11) \ a_2 = a'_1 - (e + x); \quad 12) \ a'_2 = a_2 f'_2 / (a_2 + f'_2);$$

Se egalează (9) cu (12) și se elimină a'_2 :

$$13) \quad B - (e + x) = \frac{f_2'[a_1' - (e + x)]}{f_2' + a_1' - (e + x)};$$

$$14) \quad x^2 - x \left(B - 2e + \frac{a_1 f'_1}{a_1 + f'_1} \right) + (B - e) \left(f'_2 - e + \frac{a_1 f'_1}{a_1 + f'_1} \right) - \\ - f'_2 \left(\frac{a_1 f'_1}{a_1 + f'_1} - e \right) = 0;$$

$$15) \quad b_1' = -[B - 2e + a_1 f_1' / (a_1 + f_1')];$$

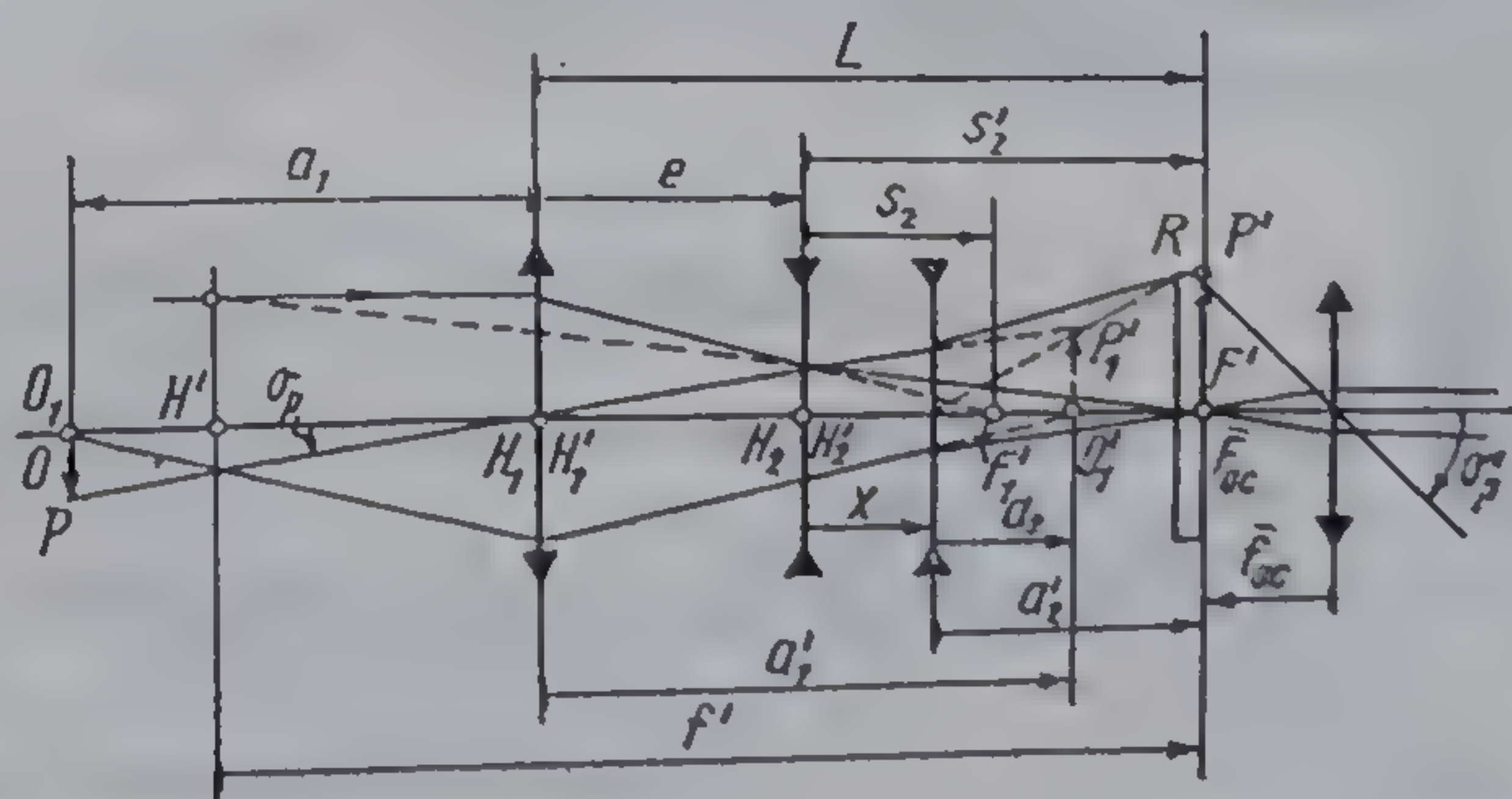


Fig. 6.94. Schema de calcul a lunetei cu focalizarea interioară cu reticul de distanță.

$$16) c = (B - e) [f'_2 - e + a_1 f'_1 / (a_1 + f'_1)] - f'_2 [\bar{a}_1 f'_1 / (a_1 + f'_1) - e];$$

$$17) x^2 + bx + c = 0; \text{ (formula exactă);}$$

$$18) x = -c/b. \text{ (formula aproximativă).}$$

c. *Exemplu numeric.* Date în mm:

$$f' = 500; f'_1 = 100; f'_2 = -60; a_{\text{mtn}} = a_1 = -1\,400. \text{ Rezultă:}$$

$$e = 52; s_2 = 48; s'_2 = 240; L = 292;$$

$$a'_1 = +107,6923; a_2 = 47,69; a'_2 = +232; x = 8,03 \text{ (exact);}$$

$$x = 7,8 \text{ (aproximativ)}$$

$$(\text{Alte date: } b = 295,7; b^2 = 87\,438,49; c = 2310; 4c = 9240).$$

6.9.7. Lunete analactice

Luneta analactică este o lunetă de tip Kepler cu focalizare interioară, folosită ca mijloc de poziționare a unei direcții și de măsurare a distanțelor, în construcția nivelmetrelor, teodolitelor, tachimetrelor și altor aparate. În fig. 6.95 s-a reprezentat obiectivul efectiv (real) T , de tip telesistem, și obiectivul echivalent T_E , situat în planul principal obiect H . Pentru măsurare se folosește o miră stadimetrică (riglă = măsură cu repere) situată vertical în planul obiect. Observatorul are sarcina de a observa prin lunetă câte diviziuni se cuprind în lungimea l a cărei imagine l' este egală cu distanța fixă p dintre cele două repere R gravate pe reticul. Distanța d pînă la miră (obiect) se măsoară de la axa verticală de rotație a aparatului (verticala locului aparatului) și se determină pe baza schemei din fig. 6.95: $d = s + c = s + a + f' = f'l/p + f' + a = kl + c$, în care $k = f'/p$ reprezintă constanta de multiplicare și $c = f' + a$ — constanta aditivă. Cele mai multe lunete

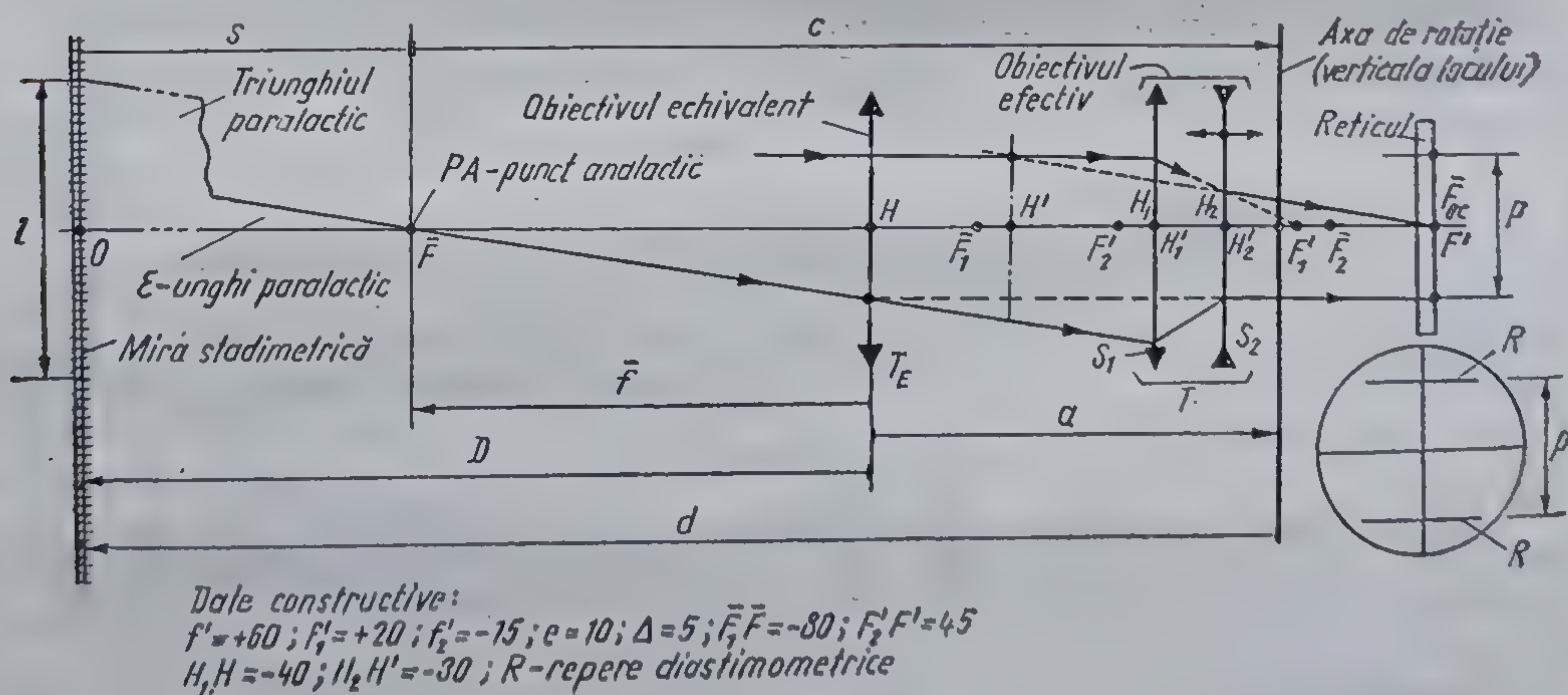


Fig. 6.95. Luneta analactică.

cu $k = 100$, $c = 0$ și deci $a = -f'_{\infty}$. Ca urmare, distanța $d = 100 \text{ l}$ se determină fără dificultăți.

Prin deplasarea sistemului divergent S_2 spre dreapta, pentru obținerea imaginii mirei pe reticul, se modifică poziția punctului analactic și deci se introduc erori. Detalii în §8.1 și §8.2 (punctul analactic PA este punctul de intersecție al axei înclinate a aparatului cu orizontala care trece prin punctul de vizare. Deci PA reprezintă cota teoretică a aparatului și nu trebuie să-și modifice poziția odată cu abscisa obiect).

6.10. Interferometre

Interferometrul este un aparat optic cu ajutorul căruia se produce interferența controlată a radiațiilor electromagnetice, modificarea tabloului de interferență sub acțiunea diferiților factori și observarea ori măsurarea acestor modificări. Principalele scheme de interferometre sînt redată în fig. 6.96.

La proiectarea unui aparat interferențial se pornește de la caracteristicile măsurandului și de la metoda de măsurare preconizată. De exemplu, pentru etalonarea calelor plan-paralele, după metoda Kösters, trebuie aleasă o lampă care emite anumite radiații cu lungimi de undă bine definite și lungimi de coerență mai mari decît lungimea calei.

Dacă pentru obținerea diferitelor lungimi de undă se folosește fenomenul de dispersie, atunci este necesar ca după colimator să se introducă un sistem prismatic dispersiv (v. § 4.15.10).

De asemenea, aparatul poate fi prevăzut cu lunetă sau microscop ori cu cameră foto pentru observarea, respectiv fotografierea tabloului de interferență.

În cazul în care se efectuează măsurări, sînt necesare interpolatoare pentru stabilirea fracțiunilor de interfranje. O atenție deosebită trebuie să se acorde corectării sistemelor optice, conectării corecte a tuburilor luminoase, poziționării corespunzătoare a pupilelor și lucarnelor precum și menținerii constante și determinării influenței diferiților factori (temperatura, presiunea, umiditatea etc.). La toate acestea se adaugă rigiditatea părții mecanice și precizia elementelor în mișcare, eliminarea vibrațiilor etc.

În cele ce urmează se exemplifică modul de soluționare a unora din problemele menționate la executarea celor mai uzuale interferometre.

6.10.1. Interferometrul (etalonul) Fabry-Perot

În interferometrul Fabry-Perot (v. fig. 6.96, b) este realizat din două lame plan-paralele din sticlă cuarț sau din cuarț și sital, semimetalizate pe suprafețele interioare, între care ia naștere o lamă plan-paralelă de aer cu grosimea d , obținută cu trei lame plan-paralele din sticlă, trei lame plan-paralele, trei bile de rulment ori cu cale sau cu un inel din invar. Un exemplu de rea-

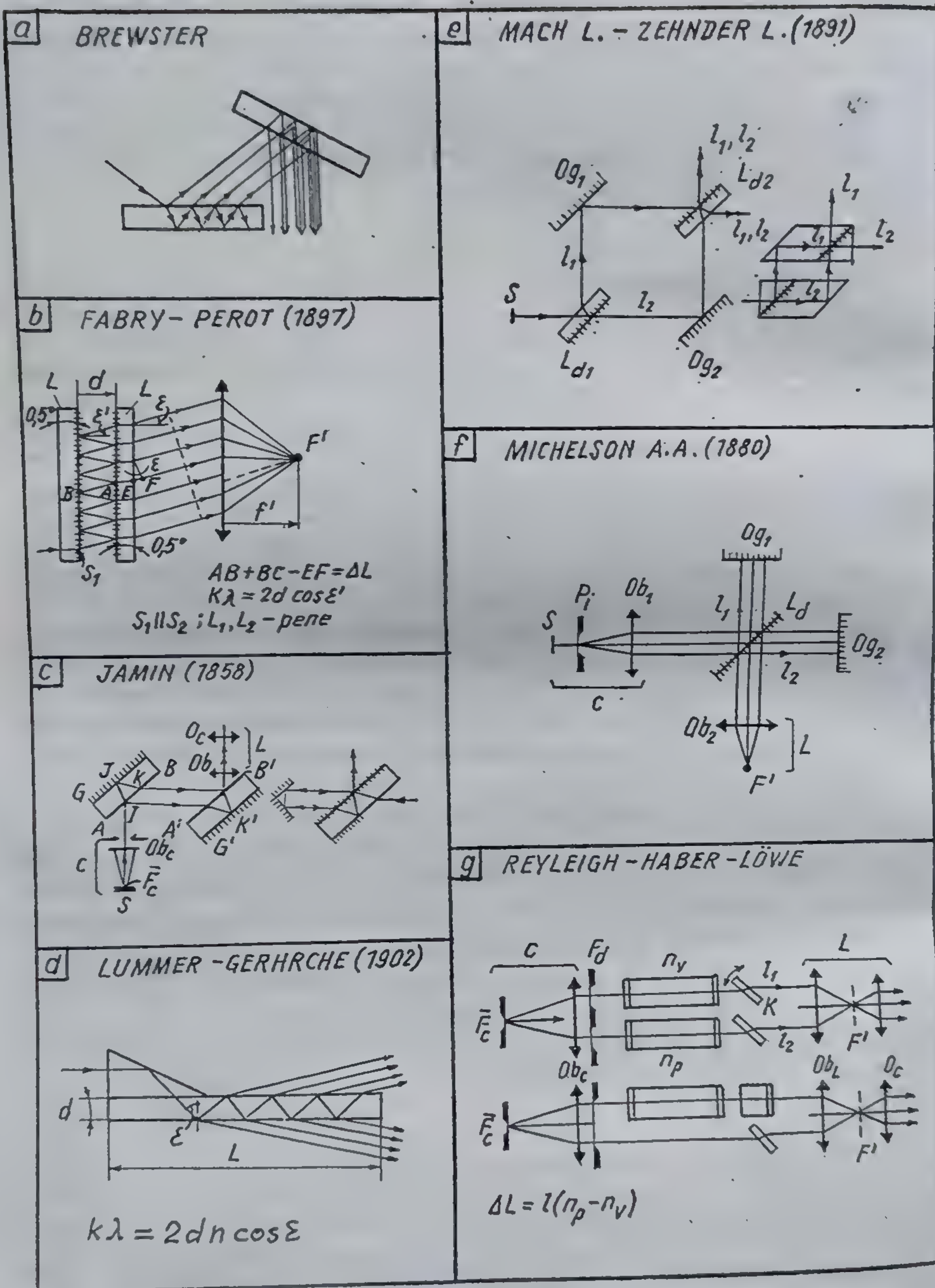


Fig. 6.96.

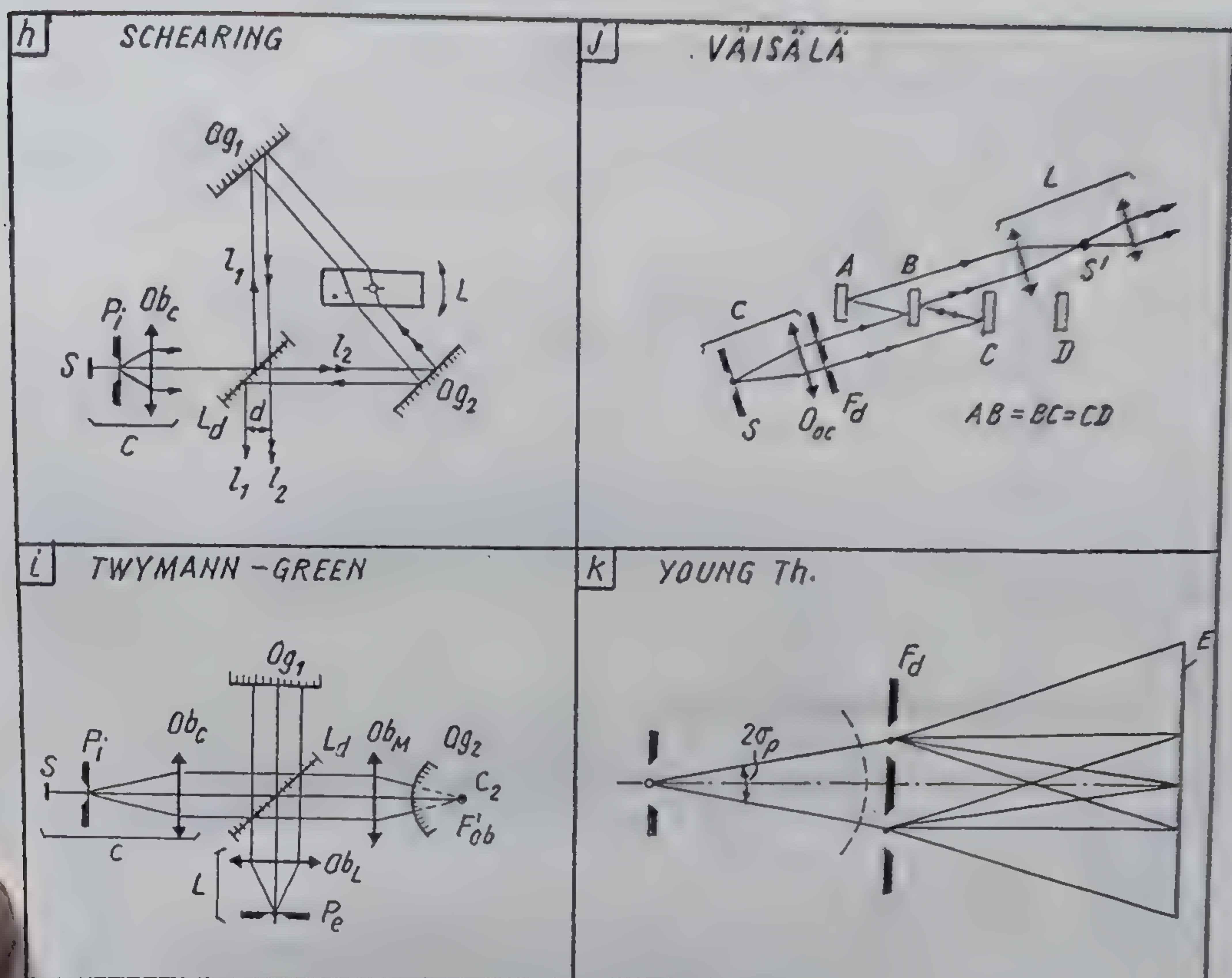


Fig. 6.96. Interferometre.

lizare este redat în fig. 6.97, *a*, unde se vede că reglarea foarte fină a distanței d se poate realiza și prin deformarea elastică a elementelor distanțiere. Dacă cele trei elemente se execută din materiale diferite, se poate varia distanța prin variația temperaturii. Modificarea drumului optic nd se poate obține

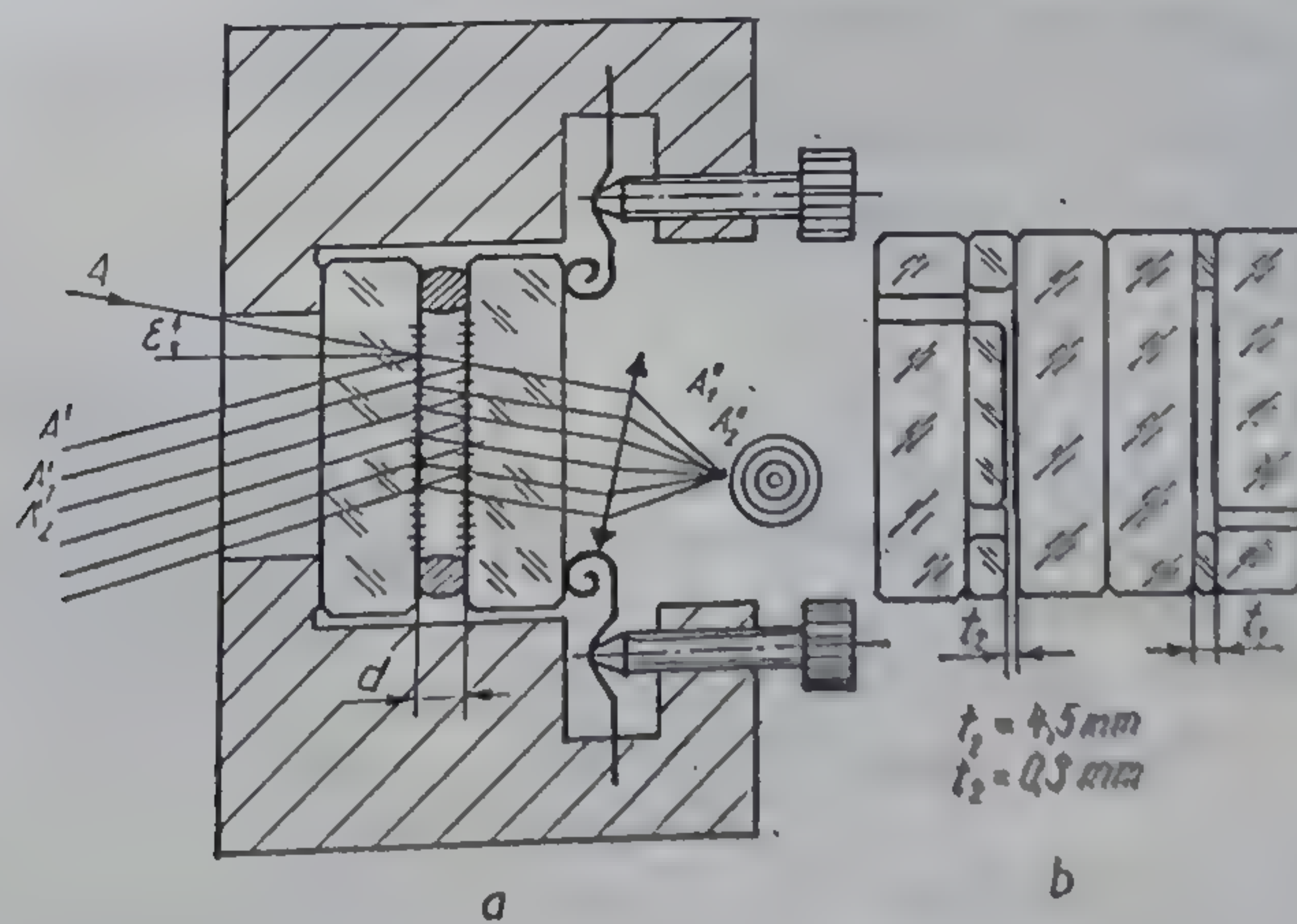


Fig. 6.97. Interferometrul Fabry-Perot.

și prin variația presiunii în lama de aer. În fig. 6.96, *b*, se observă că în planul focal al unui sistem optic convergent pot fi localizate franje Haidinger foarte nete.

Pot fi scrise următoarele relații: $m\lambda = 2 dn \cos \varepsilon'$; $m = 2d/\lambda$; $n = 1$; $\lambda/\Delta\lambda = m/b$; $b \approx (1 - R)/\pi R$; $\Delta\lambda = \lambda/m$; $\Delta\lambda/\Delta\varepsilon = 2d\varepsilon/m$; $\Delta\varepsilon = \lambda/2d\varepsilon$;

$$I_{max} = \frac{T^2}{(1 - R)^2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{4R^2}{(1 - R)^2} \cdot \sin^2 \frac{\alpha}{2}}; \quad R + T + A = 1;$$

$$I_{max} = [(1 - R - A)/(1 - R)]^2; \quad I_{min} = [(1 - R - A)/(1 + R)]^2$$

În fig. 6.97, *b* este redată schema etalonului dublu KEPI-Astro executat din sticlă cuarț și sital. O variație a temperaturii cu 10°C produce compensarea unei erori de execuție de 1 μm. Etalonul este introdus într-o cameră cu presiune variabilă.

6.10.2. Interferometrul Fizeau

a. *Interferometrul Fizeau cu franje de egală grosime (Fizeau)*. Schema optică completă a interferometrului Fizeau pentru franje de egală grosime este reprezentată în fig. 6.98, *a*. Sursa colimatorului poate fi o lampă cu Thalliu sau laser. Condensorul *K* proiectează sursa în planul diafragmei iris de apertură *D_A*, situată în planul focal obiect al obiectivului colimatorului. Acest obiectiv formează imaginea diafragmei de câmp *D_C* în planul lamei divizoare de referință *L_{dR}*, plan care reprezintă planul focal obiect al obiectivului *O_{bL}*. Obiectivul *O_{bL}* și lentila de tub *L_T* formează două imagini *L_e* ale diafragmei de câmp pe reticulul *R* (lucarna de ieșire) și pot fi observate prin ocularul *O_c*. Pe de altă parte, se observă că fasciculul luminos este divizat de suprafața semireflectantă de referință *L_{dR}* în două părți. Fasciculul nereflectat ajunge pe suprafața ogindă *O_g* (a măsurandului), se reflectă și interferează cu fasciculul reflectat pe suprafața lamei de referință *L_{dR}*. Tabloul de interferență ia naștere pe reticulul (raster) *R* din planul focal imagine *F_{LT}* al lentilei de tub *L_T*. Abaterile de la planeitate cauzează deformarea franjelor de interferență care pot fi evaluate cu precizia de $\lambda/10 \dots \lambda/20$.

Poziționarea corectă a franjelor de interferență se efectuează privind prin ocular cele două imagini reale ale diafragmei de câmp pe reticul și înclinând suprafața măsurandului pînă la suprapunerea acestor imagini. În acest caz, între suprafața de referință și suprafața măsurandului se formează o pană reală și deci apar franje de egală grosime (Fizeau).

Dacă se verifică paralelismul unei lame din sticlă, se elimină lama cu suprafața de referință. Franjele de interferență iau naștere prin suprapunerea fasciculelor reflectate pe cele două suprafețe ale lamei măsurand. Numărul lor reprezintă o măsură a neparalelismului. Franjele sînt paralele cu muchia penei.

În fig. 6.98, *b* este reprezentată schema optică a interferometrului Möller I-220 cu caracteristicile principale.

b. *Interferometrul Fizeau pentru franje de egală înclinare (Haidinger).*
În fig. 6.99 este reprezentată schema interferometrului Fizeau pentru franje H . Față de schema din fig. 6.98, în fig. 6.99 s-a introdus obiectivul Ob_1 . Lama de referință nu este necesară.

Fasciculul care pornește de la sursa S și trece prin centrul diafragmei D_A iese paralel din Ob_c și intră în sistemul Ob_1 . În focarul imagine F'_{ob1} al obiectivului Ob_1 , suprapus cu focarul obiect F_{ob2} al obiectivului Ob_2 se află imaginea diafragmei iris între cele două suprafețe ale măsurandului. Prin reflexiile la ambele suprafețe ale măsurandului iau naștere franje de egală înclinare la infinit, franje care pot fi localizate pe reticulul R din planul focal imagine F'_{ob2} al obiectivului Ob_2 și observate prin ocularul O_c . Figura de interferență reprezintă un tablou cu franje circulare concentrice ale căror diametre, dependente de deplasarea măsurandului, reprezintă o măsură pentru neparalelismul suprafețelor măsurandului.

Variația diametrului poate fi determinată cu ajutorul unui reticul sau cu un ocular micrometric.

Inelele Haidinger au mare contrast dacă se utilizează o lampă spectrală cu vapori de Hg sau laser în locul lămpii cu Thalliu.

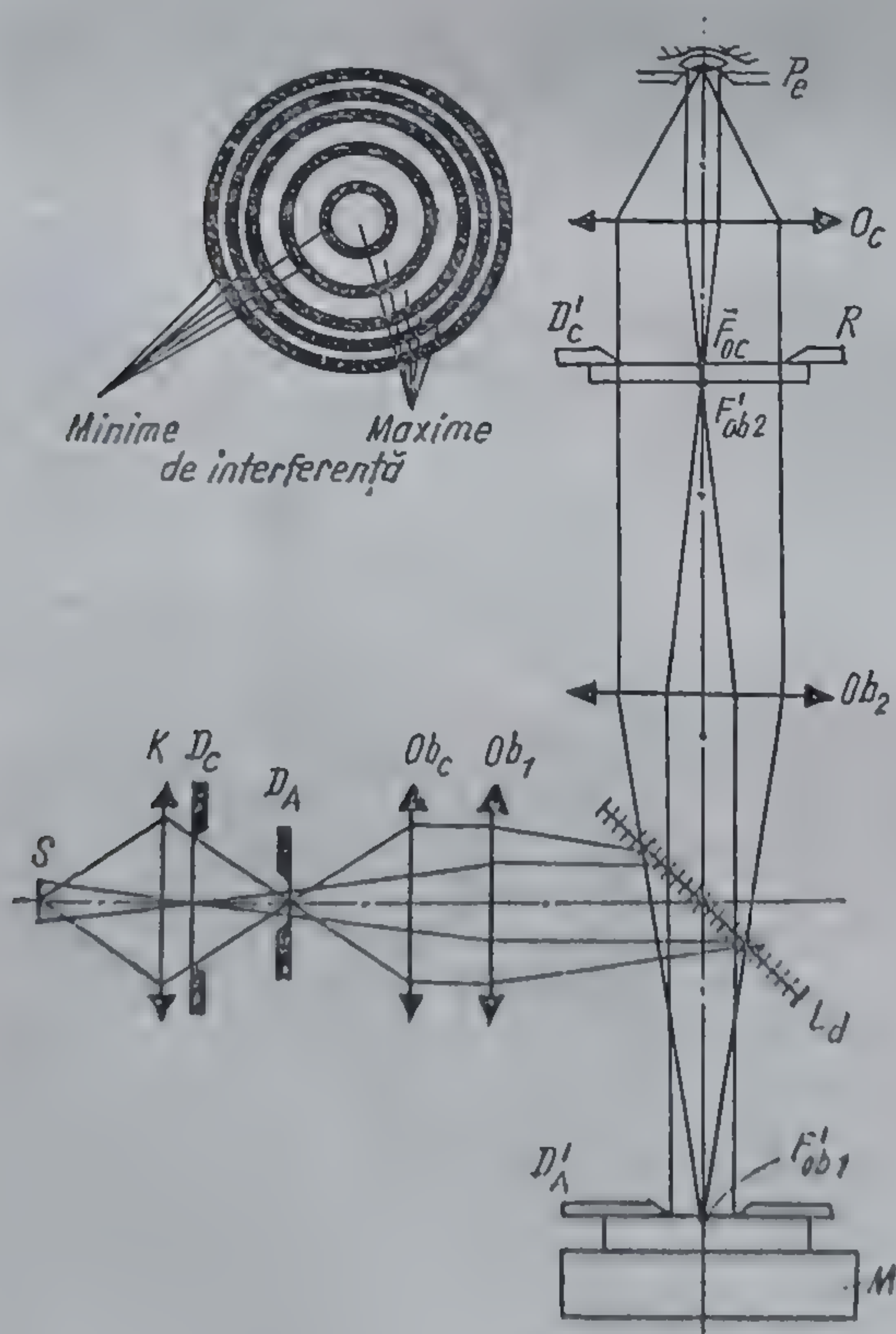


Fig. 6.99. Interferometrul Fizeau cu franje de egală înclinare (Haidinger).

Exemple: „Möller — Interferenzgerät II 100”: 1) placa de referință în montură: abaterea de la planitate $\lambda/30 \dots \lambda/50$; factorul de transmisie $\tau = 100 \dots 60\%$; 2) lama divizoare cu suprafață de referință: abaterea de la planitate $\lambda/50$; $\rho = 60\%$. 3) Ocular $\Gamma = 10 \text{ X}$; 17 X ; 25 X .

c. Oculare micrometrice $V_d = 5 \text{ }\mu\text{m}$; $D_m = 3 \text{ mm}$.

d. Cîmpul și grosimentul total $2y'/\Gamma = 100/1,6 \text{ X}$; $85/2 \text{ X}$; $65/3 \text{ X}$; $38/5 \text{ X}$.

e. Cîmpul imagine: $2y' = 100 \text{ mm}$.

6.10.3. Interferometrul Michelson

Schema completă a interferometrului creat de A.A. Michelson în 1880 este reprezentată în fig. 6.100. Elementele constitutive ale interferometrului sînt: elementul divizor L_d (o lamă, două lame, cub), oglinda O_{g1} și oglinda de referință O_{g2} , prevăzută cu mișcările 1, 2 și 3. Pentru iluminare se folosește un colimator, iar pentru vizualizarea tabloului de interferență o lunetă. În cazul cînd L_d este lamă, în calea fasciculului l_2 trebuie introdusă o lamă de compensare a drumului optic, lamă identică cu L_d , dar fără stratul reflectant. Fasciculul luminos provenit de la colimator este divizat de elementul L_d în două părți egale l_1 și l_2 care, după reflexie pe oglinzile O_{g1} și O_{g2} interferează. Tabloul de interferență se formează ca imagine reală în planul focal imagine al sistemului O_{b2} și poate fi observat cu ocularul O_c . Se deosebesc următoarele montaje:

a. *Interferometrul Michelson pentru interferența Haidinger* (fig. 6.100, a). Cînd $l_1 = l_2$ diferența de drum optic $d = 0$ și imaginea fiecărei oglinzi se suprapune cu oglinda cealaltă ($\alpha = 0$); în cîmpul vizual se vede maximul central de interferență sub forma unei pete luminoase net conturată de imaginea reală D'_c a diafragmei de cîmp D_c . Aceasta este franja Haidinger (de egală înclinare) de ordinul zero cu intensitatea maximă I_{max} . Dacă se deplasează paralel una dintre oglinzi cu mărimea d , între imaginea unei oglinzi și o oglindă reală apare o lamă de aer reală și deci tabloul de interferență este situat la infinit. Pentru vizualizarea acestuia se introduce sistemul Ob_2 în al cărui plan focal imagine apar și dispar inele de interferență Haidinger.

b. *Interferometrul Michelson pentru interferența Fizeau* (fig. 6.100, b). La înclinarea uneia dintre oglinzi cu unghiul α și $d = 0$, între una din oglinzi și imaginea celeilalte apare o pană reală de aer; fasciculele l_1 și l_2 interferează și deci apar franje de egală grosime (Fizeau) paralele cu muchia penei de aer, situate lângă pană, la distanță finită. Distanța dintre franje este cu atît mai mare cu cît unghiul α este mai mic, dar valcarea interfranjei este totdeauna $\lambda/2$. Dacă, mai de parte, variază d , tabloul de franje se deplasează. În acest mod, obiecte faze slabe pot fi observate în contrast de interferență. Dacă pe una dintre oglinzi, de exemplu O_{g1} , se așază un obiect a cărui suprafață are abateri de la planeitate ori este rugoasă, benzile de interferență se deformează corespunzător. Curbura, respectiv neregularitățile benzilor, reprezintă o măsură pentru abaterea piesei.

În fig. 6.100 se observă rolul obiectivului O_{b1} pentru reprezentarea pupilelor și lucarnelor și suprapunerea celor două imagini ale diafragmei D_A în planul focal al lentilei L_T precum și înclinarea oglinzii de referință. Pentru a se micșora diametrul obiectivului colimatorului O_{bc} , în ambele scheme se poate introduce o lentilă de câmp în planul diafragmei de apertură D_A .

Deoarece egalizarea drumurilor optice l_1 și l_2 se realizează cu mari dificultăți, este avantajos să se folosească surse laser (Helium-Neon cu $\lambda = 632,8 \text{ nm}$).

Cînd se folosește lampa cu vapori de Hg, pentru obținerea anumitor lungimi de undă, se introduc filtre după collectorul K sau între lentilele acestuia (verde — $\lambda = 546 \text{ nm}$, galben — $\lambda = 577/579 \text{ nm}$; albastru — $\lambda = 435/436 \text{ nm}$). Date: $2y'/2y = 1/5$ (la observarea vizuală); $2y = 60 \text{ mm}$; $f'_{oc} = 30 \text{ mm}$, 25 mm și $14,7 \text{ mm}$.

6.10.4. Interferometrul Twyman-Green

Interferometrul Twyman-Green este un interferometru Michelson modificat, la care oglinda plană de referință este înlocuită cu o oglindă sferică concavă. În fig. 6.101 se reprezintă schema pentru interferența Fizeau, fo-

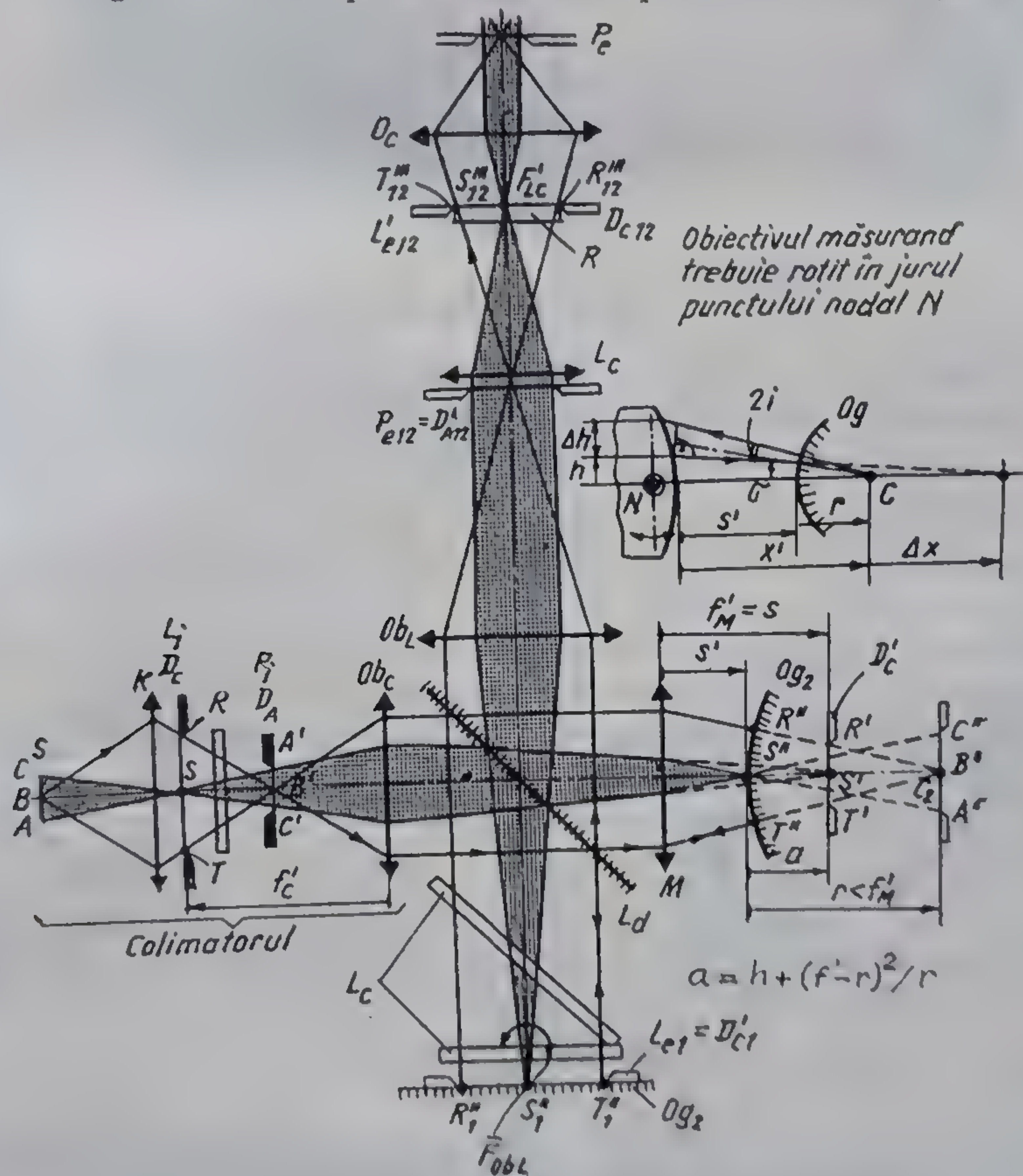


Fig. 6.101. Interferometrul Twyman-Green cu franje Fizeau.

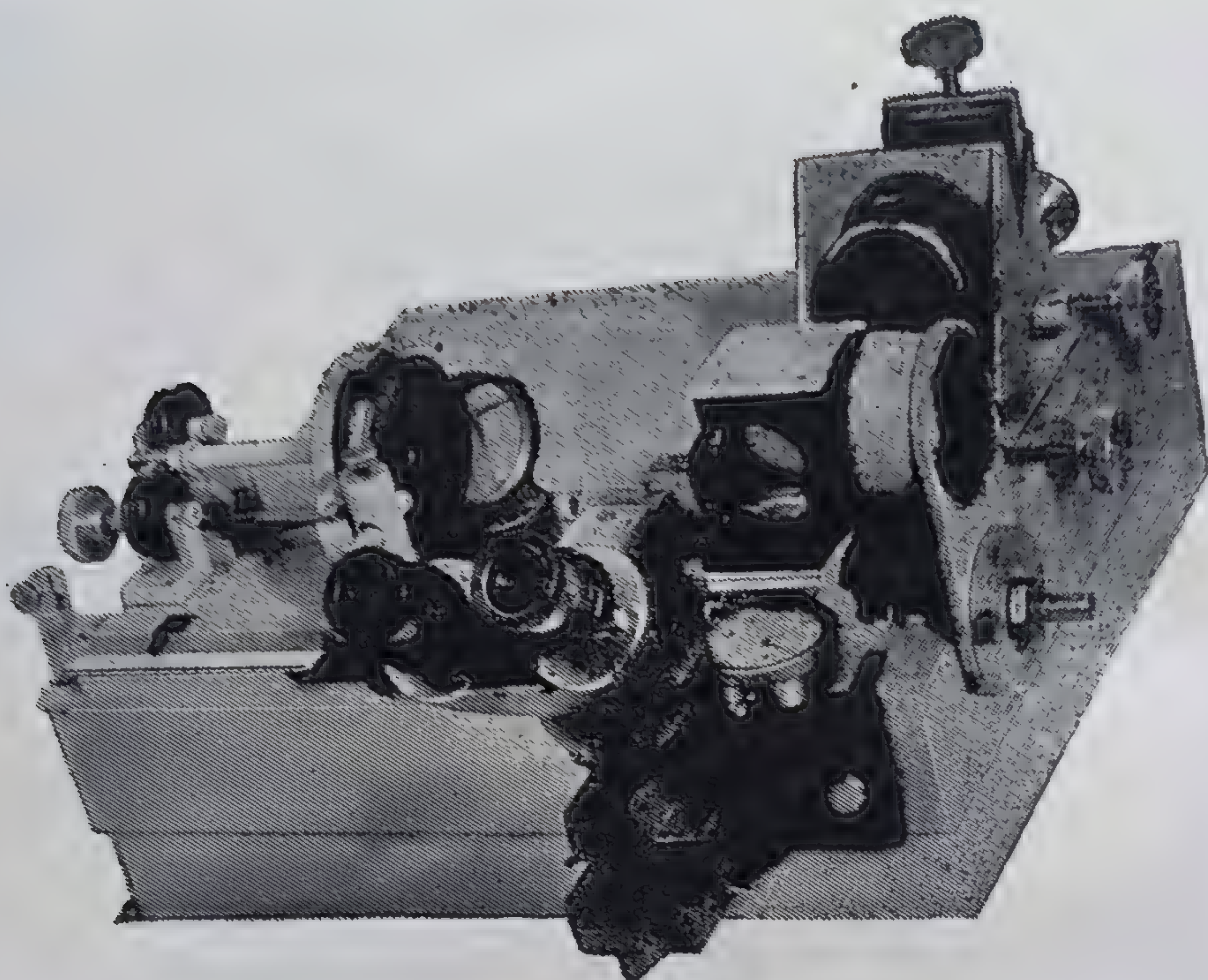


Fig. 6.102. Interferometrul Twyman-Green foto.

losită la verificarea stadiului de corectare a aberațiilor obiectivelor M . Se observă că, pentru compensarea drumurilor optice și pentru deplasarea tabloului de interferență în câmpul vizual, este avantajos să se introducă lamele de compensare L_c . De asemenea, este necesar ca obiectivul măsurand să se rotească în jurul punctului nodal imagine N' . Pentru obținerea franjelor de interferență nu se recomandă deplasarea transversală a oglinzii convexe, deoarece raza care se propagă de-a lungul axei nu trebuie să aibă direcția centrului de curbură al oglinzii, ci înclinarea oglinzii de referință O_{01} .

Pentru ajustarea interferometrului și obținerea franjelor de interferență este necesar ca oglinda de referință O_{01} să se încline în jurul a două axe perpendiculare. Ambele mișcări sînt posibile dacă oglinda se fixează într-o montură cardanică cu lagăre de torsiune. Deplasarea tabloului de interferență în câmp se realizează prin înclinarea lamei de compensație L_c . Fig. 6.102 reprezintă un interferometru Twyman pentru verificarea obiectivelor fotografice.

În partea stîngă se vede modul de fixare și înclinare a oglinzii de referință.

Fig. 6.103 reprezintă schema optică a interferometrului Twyman cu laser pentru verificarea suprafețelor asferice prin metoda „control zero”, adică

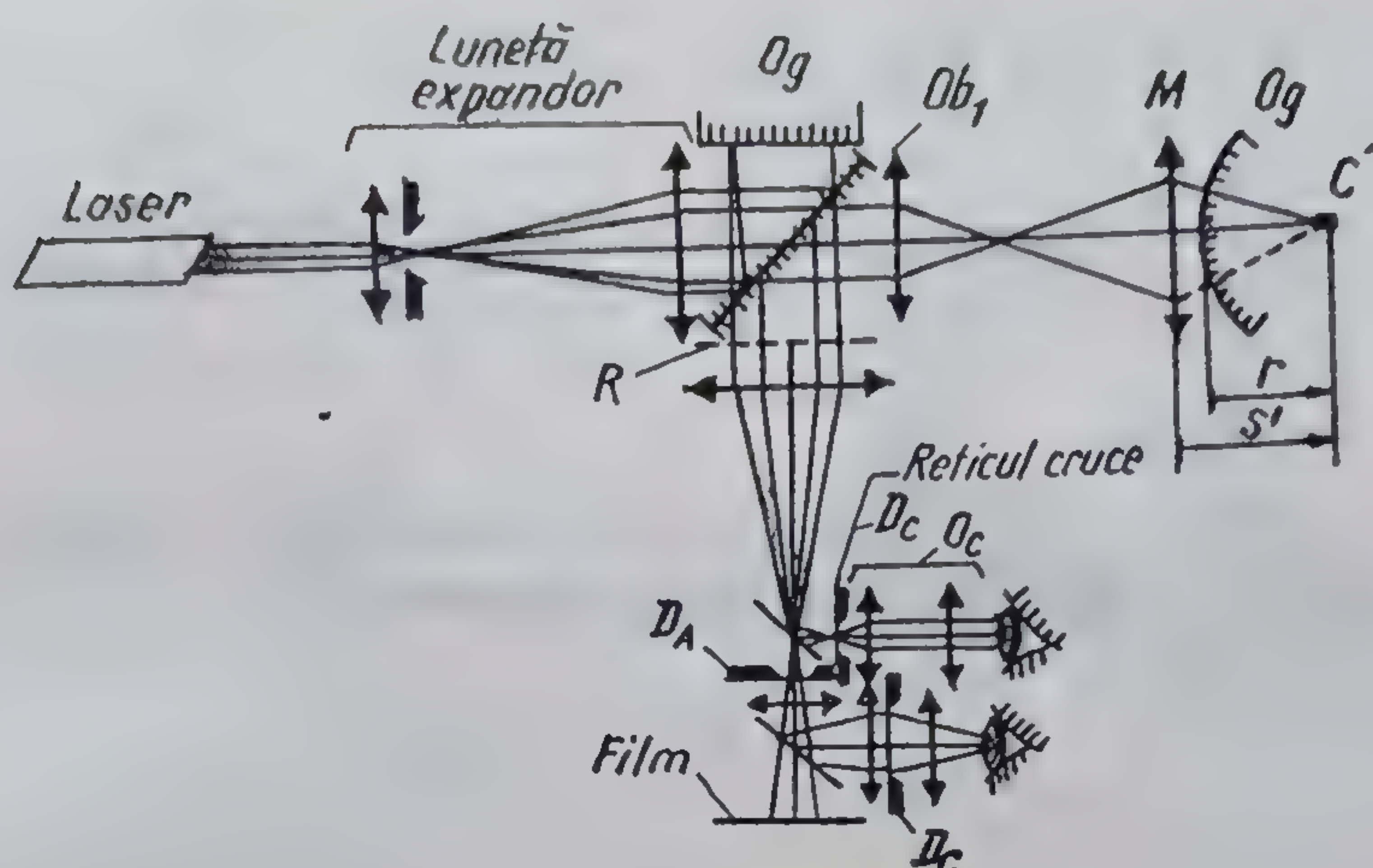


Fig. 6.103. Interferometrul Twyman pentru verificarea în serie a suprafețelor asferice.

între frontul de undă provenit de la măsurand și cel provenit de la oglinda de referință să apară o abatere nulă. În acest fel franjele rămân nedefor-
mate. Dacă franjele apar deformate, suprafața măsurand nu corespunde celei
teoretice (v. Zeiss-Informationen H 88/1978/79, p. 19—25).

Pentru a realiza acest efect se folosește un element optic compensator
în formă de rețea curbă, așa numita „hologramă sintetică” care se utilizează
ca lentilă asferică. Deși rețeaua este străbătută și de fasciculul de com-
parare, acesta nu suferă modificări, deoarece din unda de comparare acțio-
nează numai partea difractată de ordinul zero.

6.10.5. Interferometrul Mach-Zehnder

Aparatul (fig. 6.104) are același dispozitiv de iluminare ca interferome-
trele anterioare, deoarece acesta permite propagarea telecentrică a fasciculu-
lui pentru reprezentarea tabloului de interferență și conectarea judicioasă
a tuburilor luminoase, separînd sursa de tabloul de interferență și limitînd
net cîmpurile. Imaginea oglinzii O_{g2} în lama divizoare L_{d2} trebuie să se for-
meze la jumătatea distanței $O_{g1}-L_{d2}$ și se suprapune cu imaginea D'_{c1} a
lucarnei de intrare. Prin înclinarea oglinzii O_{g2} în jurul axelor paralele și
perpendiculară pe planul figurii se obțin tablouri de benzi de interferență
cu direcții și densități dorite, corespunzătoare pozițiilor relative ale pupilelor
de ieșire P'_{e1} și P'_{e2} din planul focal imagine al sistemului lenticular O_{dL} .
La rotirea oglinzii O_{g2} în jurul axei perpendiculare se menține contrastul
benzilor de interferență.

Dacă se rotește O_{g2} în jurul axei din planul figurii, se micșorează contrastul
și totodată se rotește fasciculul în sine, adică se rotește azimutal tabloul

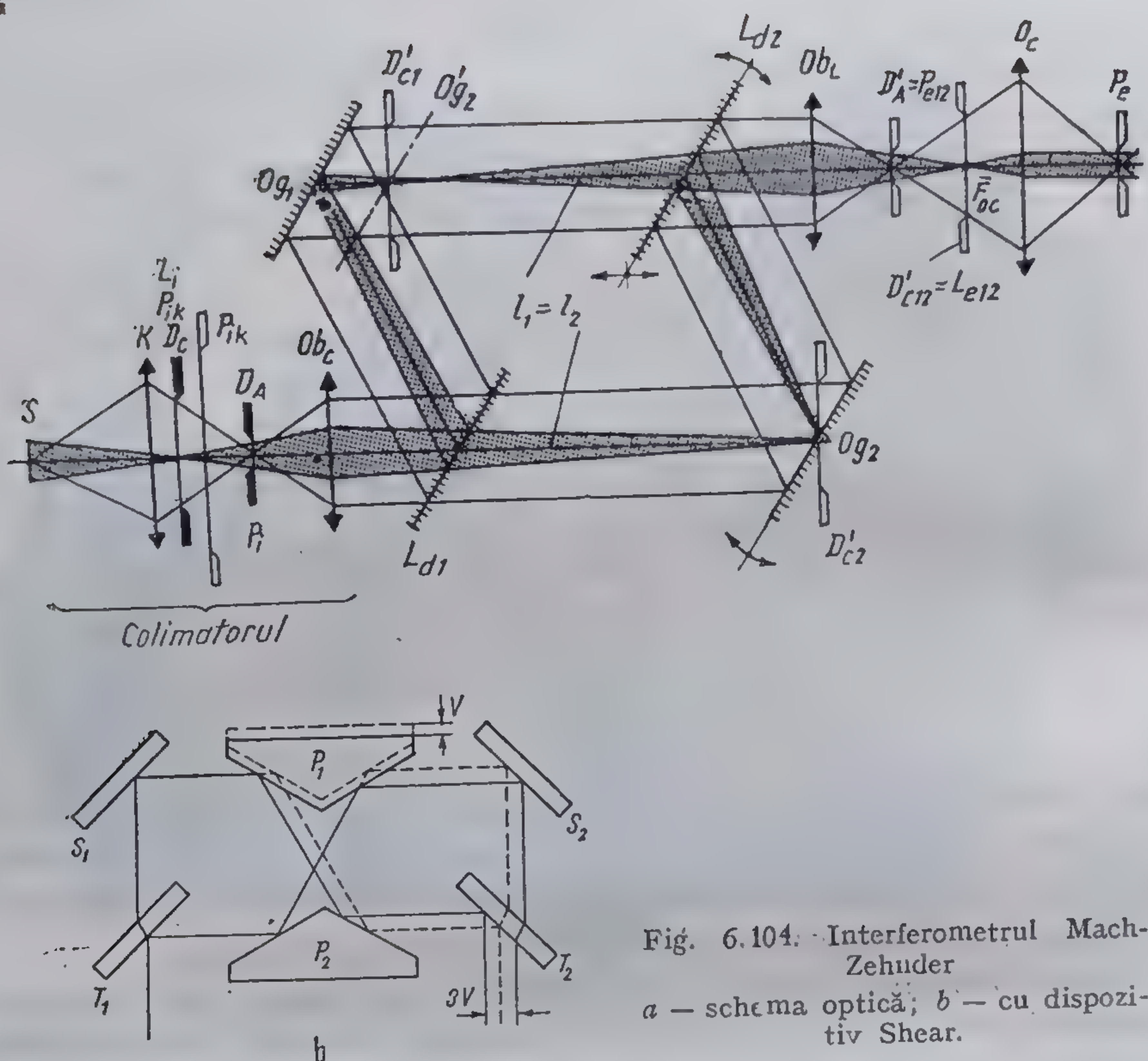


Fig. 6.104. Interferometrul Mach-Zehnder
a — schema optică; b — cu dispozitiv Shear.

de interferență împreună cu lucarnele. Cu creșterea unghiulară de rotire franjele se apropie una de alta și contrastul scade. Când benzile sînt foarte apropiate și înguste se obține contrast bun numai în zona centrală. Acest neajuns poate fi compensat parțial prin micșorarea diafragmei de apertură D_A . În fig. 104, b este reprezentat interferometrul Mach-Zehnder cu dispozitiv Shear după R. Thieme.

6.10.6. Interferometrul Jamin

Acest interferometru (v. fig. 6.96, e) este alcătuit din două lame paralele identice, cu suprafețele G și G' metalizate (oglinzi) și situate la 45° față de fasciculul incident provenit de la o sursă întinsă S . Rotind lamele cu unghiuri egale și de sensuri contrare în jurul dreptelor AB și $A'B'$, diferențele de drum optic sînt nule pentru toate direcțiile razelor incidente. Franjele sînt orizontale și pot fi observate în lumină albă, franja centrală luminoasă corespunzînd razelor orizontale IJ' și KL . Minimile sînt nule, deoarece fiecare rază suferă același număr de reflexii și refracții.

Practic, lamele nu sînt identice (neomogenitate, abateri de la plan-parallelism etc.), așa că aparatul se reglează prin tatonări.

Dacă în calea unui fascicul se introduce un gaz, drumul optic se modifică. Pentru vid acesta devine $(n-1)e$ și franjele se află situate la distanță λ . Variația $(n-1)e$ corespunde unei deplasări $p = (n-1)e/\lambda$ interfrange. Cu un reticul se măsoară o franjă cu precizia de $1/40$ interfranje.

Și la acest interferometru tabloul de interferență nu trebuie să se suprapună cu imaginea sursei.

6.10.7. Reglarea interferometrelor

La o construcție ideală, cele două tuburi optice sînt conectate perfect, adică, după reunirea fasciculelor pupilele și lucarnele se suprapun și toate fasciculele interferează cu diferența de drum optic nulă ($\alpha = 0$). Câmpul vizual este iluminat uniform și intensitatea este maximă. Prin deplasarea unui fascicul față de celălalt are loc de deplasare de fază și scade luminozitatea în câmpul vizual. În lumină policromatică (albă) se văd culori de interferență Newton. În lumină monocromatică, pentru o diferență de drum optic egală cu $\lambda/2$ intensitatea este minimă. Contrastul optim $K = (I_{max} - I_{min}) / (I_{max} + I_{min}) \approx 1$ atunci cînd: 1) pupilele (imaginele diafragmei de apertură) se suprapun; 2) lucarnele (imaginele diafragmei de câmp) se suprapun; 3) drumurile optice sînt egale; 4) intensitatea și gradele de polarizare ale celor două fascicule reunite sînt egale.

Pentru poziționarea laterală a tabloului de interferență în câmpul obiect trebuie deplasate lateral (transversal) pupilele. Dacă pupilele sînt deplasate axial una față de cealaltă, franjele apar curbate. Cu creșterea laterală a distanței dintre pupile crește densitatea franjelor orientate perpendicular pe direcția de deplasare a pupilelor.

Independent de deplasarea pupilelor, pentru realizarea unui contrast optim al franjelor este necesară coincidența perfectă a lucarnelor.

6.11. Aparat spectroscopice

Un aparat spectral este constituit din următoarele patru părți principale: colimatorul, elementul dispersiv, luneta de observare sau camera fotografică și receptorul (fig. 6.105), ultimele două componente formînd o unitate constructivă. La unele aparate, toate componentele sînt fixe; la altele se rotește prisma sau luneta.

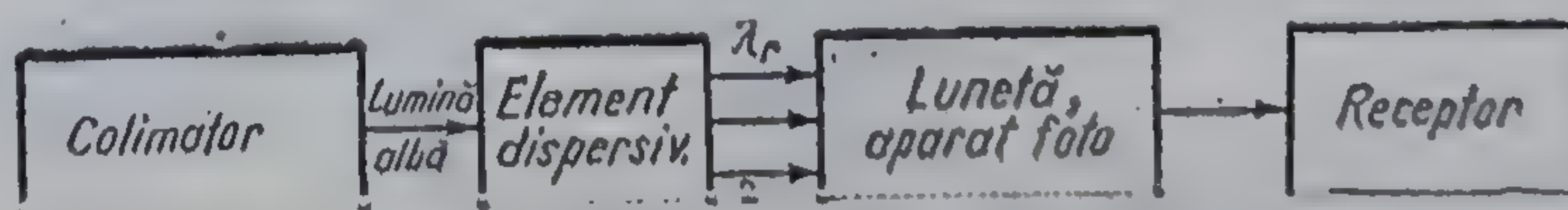


Fig. 6.105. Componentele principale ale unui aparat spectral.

Primele trei componente alcătuiesc monocromatorul. Elementul dispersiv, poate fi un sistem prismatic (v. § 4.15.10) sau o rețea de difracție plană (v. § 4.11.1) ori concavă (v. § 4.11.2).

6.11.1. Colimatorul

Colimatorul (v. fig. 6.49) este alcătuit din trei părți și anume: dispozitivul de iluminare, fanta P_{iA} (pupila) de intrare a aparatului spectral situată în planul focal obiect \bar{F}_{obc} al obiectivului și obiectivul care poate fi un sistem lenticular sau o oglindă concavă. (Atenție! Să nu se confunde pupila de intrare a aparatului situată în \bar{F}_{obc} cu pupila de intrare a obiectivului, situată de cele mai multe ori în planul principal al obiectivului).

Construcția dispozitivului de iluminare depinde de natura sursei de radiații. Dacă aceasta este omogenă (nu conține filament), craterul sau tubul de descărcare în gaze se proiectează în pupila de intrare a aparatului spectral (tubul este situat paralel cu fanta); când sursa este neomogenă (filament) aceasta nu trebuie proiectată în pupila aparatului, ci în pupila de intrare a obiectivului.

În fig. 6.106 sînt reprezentate două moduri de iluminare a fantei: fără colector și cu colector. Din fig. 6.106, *a*, unde sursa este situată lângă fantă, rezultă „condiția de umplere” a colimatorului: $l/s > D_{ob}/f'$. Pentru a apropia sursa de fantă de intrare a aparatului $F_i = P_{iA}$ și a o micșora corespunzător, se poate utiliza un colector *C* (fig. 6.106, *b*) și condiția de umplere devine $l'/x \geq D_{obc}/f'_{obc} = \Omega$ (deschiderea relativă a obiectivului colimatorului). În cazul în care sursa are volum mare (fig. 6.106, *c*) sînt valabile următoarea-

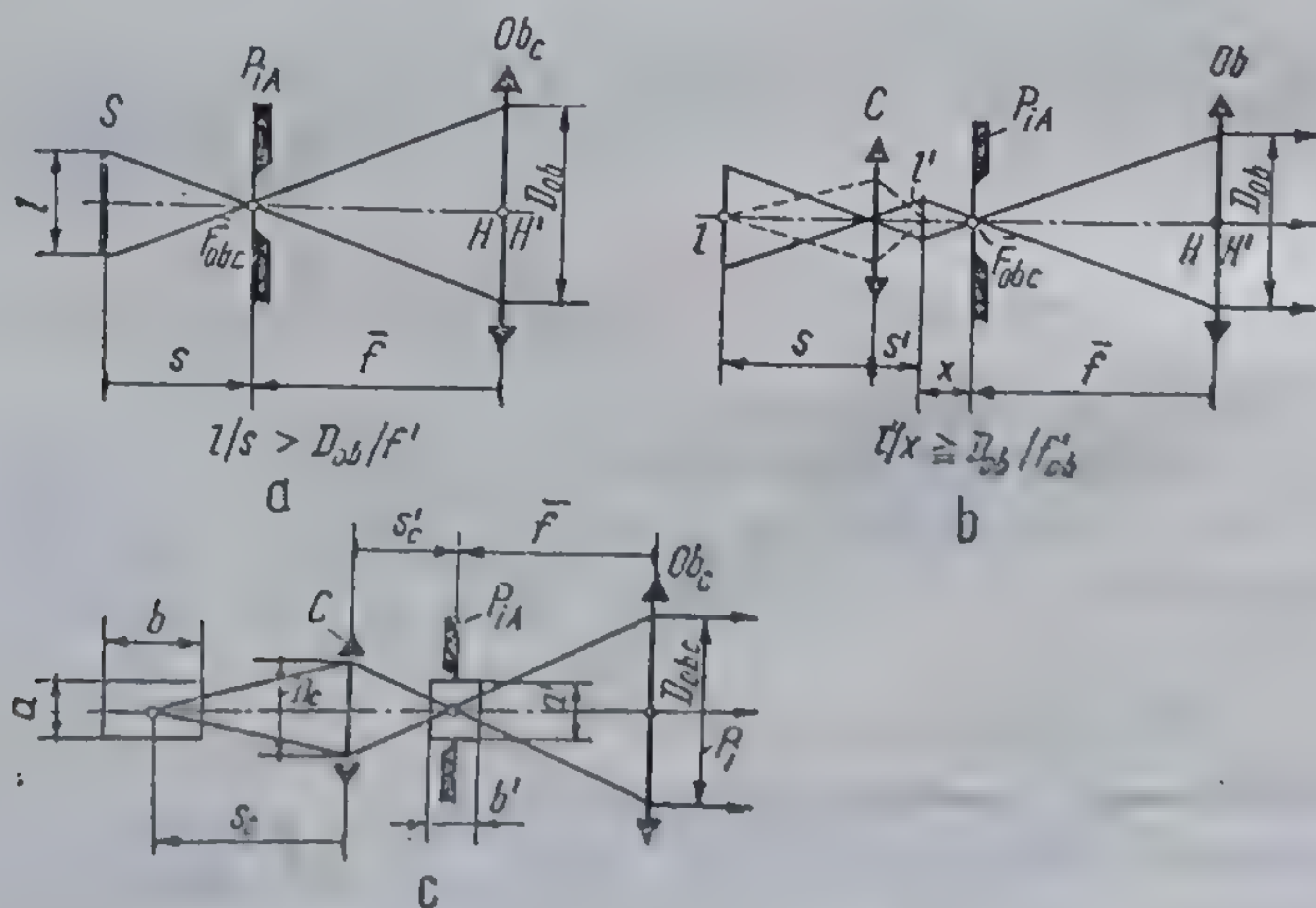


Fig. 6.106. Iluminarea fantei:
a — direct; b, c — cu colectoare lenticulare.

rele relații: $1/s'_e - 1/s_e = 1/f'_e$; $\beta'_e = s'_e/s_e = a'/a$; $\alpha = b'/b = (s'_e/s_e)^2$; $b'/a' = (b/a)(s'_e/s_e)$. Dacă se proiectează centrul sursei pe fanta F_{iA} rezultă $\frac{2a'}{b'} = \frac{2a}{b} \left(\frac{s_e}{s'_e} \right) \geq D_{obc}/f'_{obe} = \Omega_{obc}$.

Iluminarea fantei este coerentă atunci cînd este satisfăcută condiția: $aP_{iA}/s \leq \lambda$, în care P_{iA} reprezintă lățimea fantei de intrare a aparatului, a — lățimea sursei și s — distanța sursei față de fanta P_{iA} . Se observă că iluminarea nu mai este completă ($a/s > D_{obc}/f'_{obe}$). Pentru a satisface condiția de iluminare completă trebuie micșorată sursa cu ajutorul unui colector astfel încît banda centrală de difracție (v. § 13.6) să aibă lățimea mai mare decît lățimea P_{iA} a fantei de intrare a aparatului, adică $P_{iA} < 1,22 \lambda s'_e/D_c$ (fig. 6.106, c).

Pentru satisfacerea acestei condiții de iluminare coerentă trebuie să se folosească o fantă P_{iA} care să poată fi variată continuu și măsurabil. Din aceeași figură se obține diametrul colectorului: $D_c/s'_e \geq D_{obc}/f'_{obe}$. Pentru $\beta'_e = 1$ rezultă $s'_e = 2f'_e$ și $D_c/f'_e \geq 2D_{obc}/f'_e$, adică deschiderea relativă a colectorului trebuie să fie mai mare decît dublul deschiderii relative a obiectivului colimatorului.

Iluminarea fantelor foarte mari (fig. 6.107) se realizează ușor cu ajutorul unui difuzor (hîrtie albă, ceramică acoperită cu oxid de magneziu etc.). Se înțelege că sursa trebuie să aibă emitanță mare și în fantă să nu intre decît lumina difuzată.

Revenind la fig. 6.106, c, se observă că dacă sursa S este extinsă, fasciculul (1, 2) este vignetat considerabil de montura obiectivului colimatorului (fig. 6.108). Pentru evitarea acestui fenomen se introduce o lentilă de

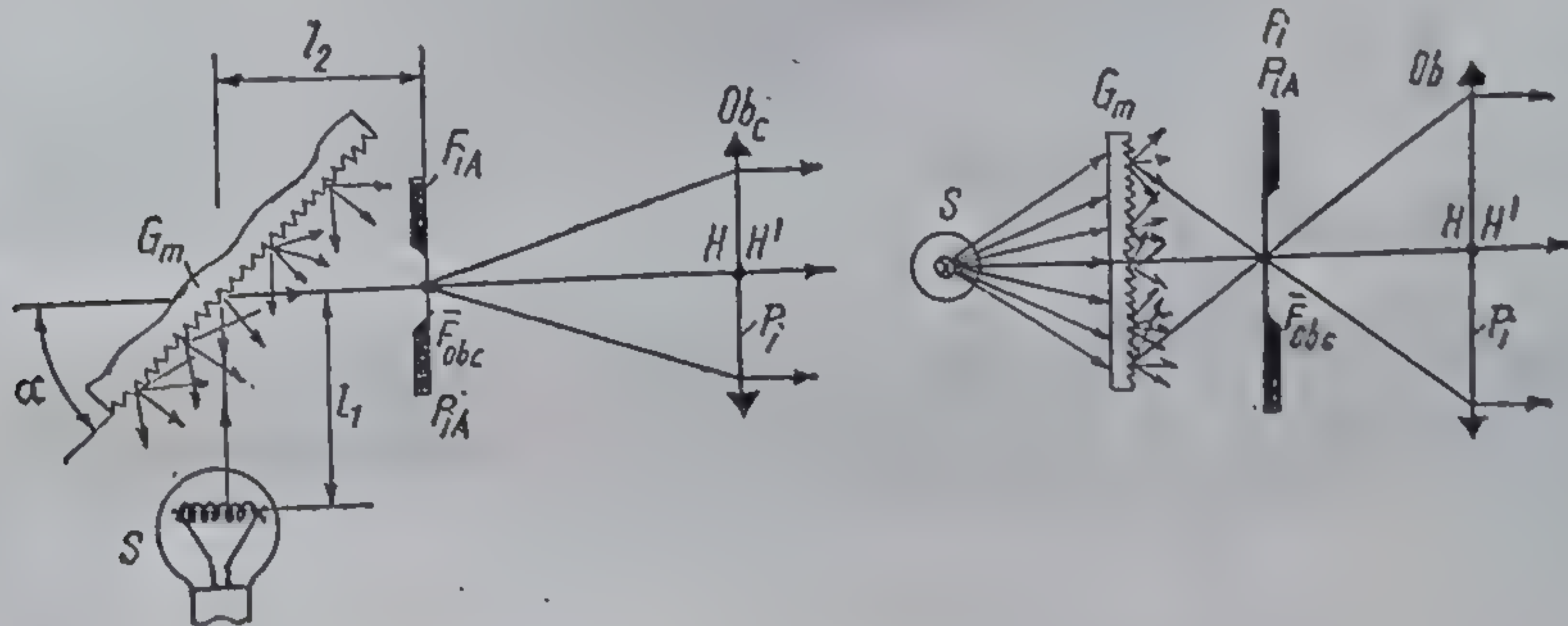


Fig. 6.107. Iluminarea fantelor cu elemente difuzoare.

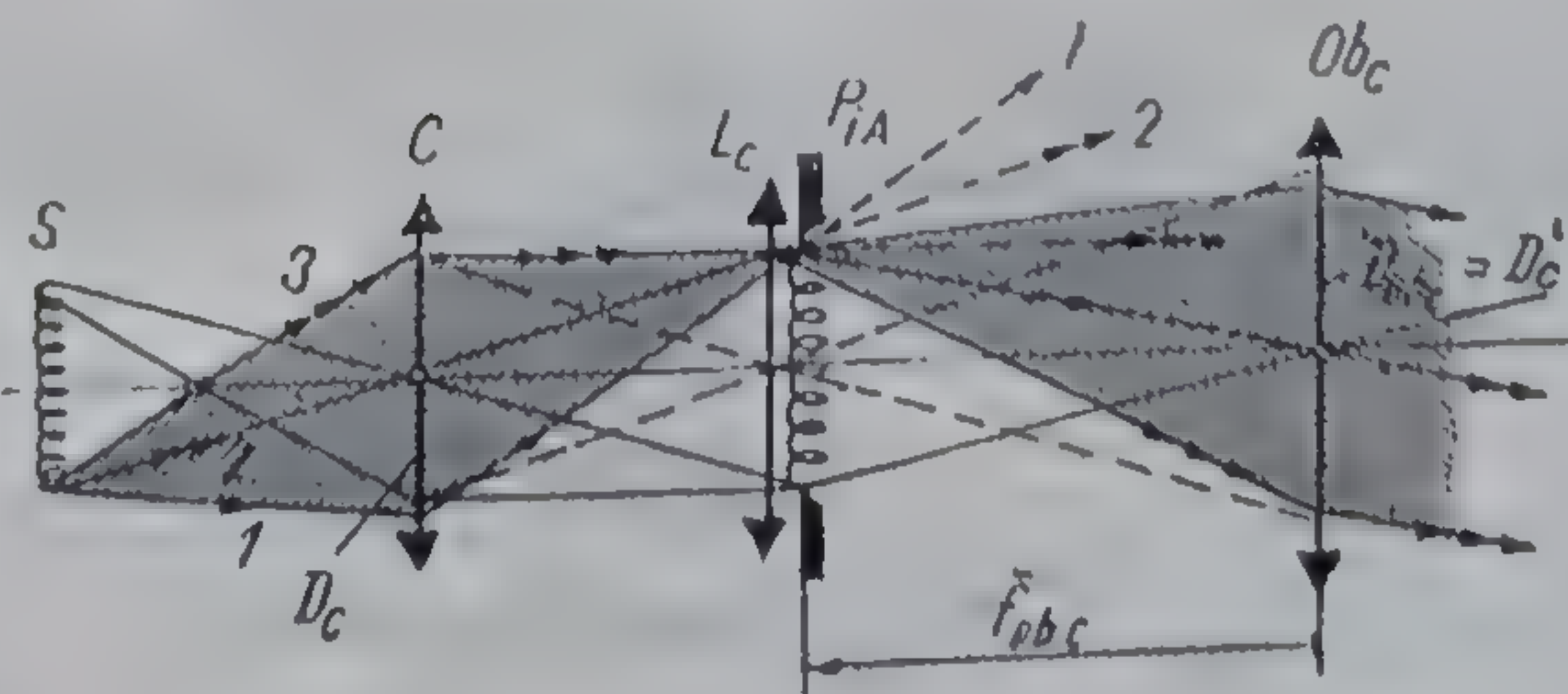


Fig. 6.108. Eliminarea vignetații fasciculului cu o lentilă de câmp situată în P_{iA} .

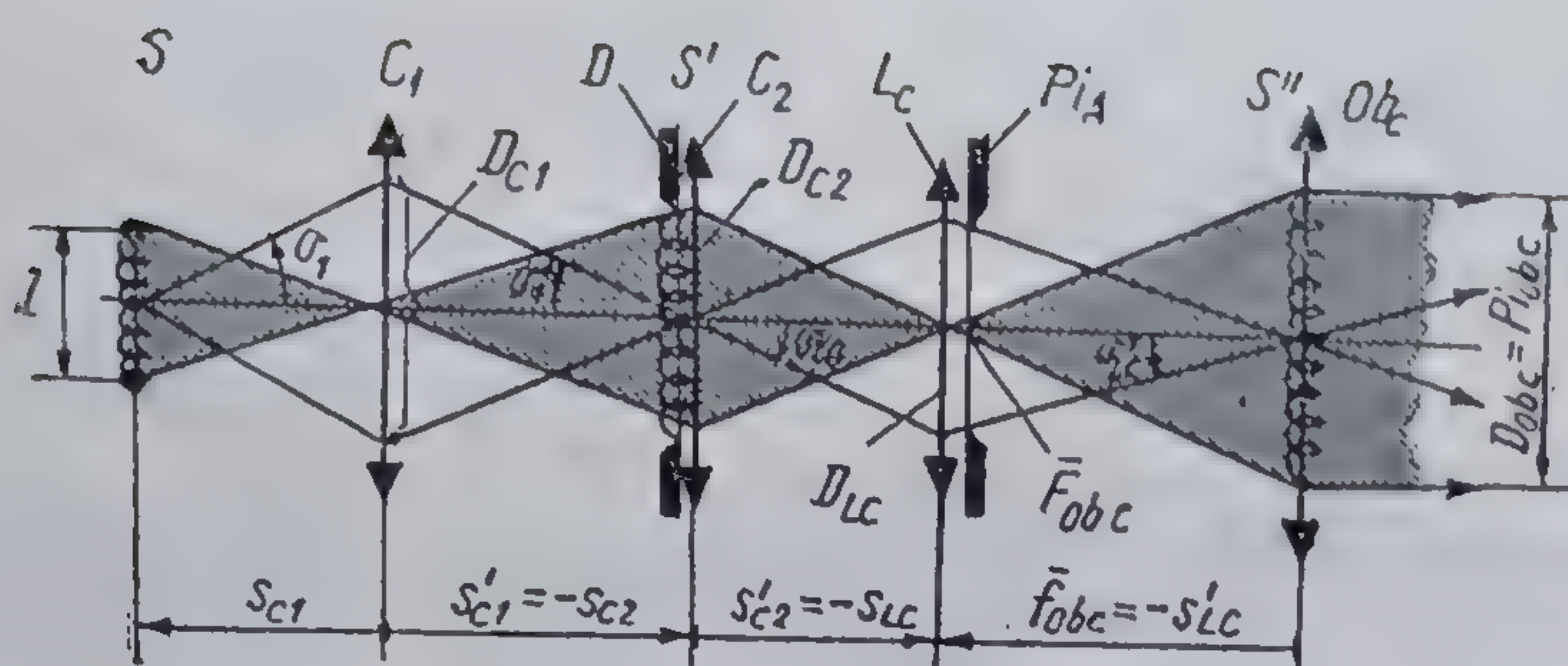


Fig. 6.109. Dispozitiv de iluminare pentru fante.

cîmp L_c în planul pupilei de intrare P_{iA} . Distanța focală a acestei lentile trebuie astfel aleasă încît imaginea diametrului util al colectorului C (monturii colectorului) să fie egală cu diametrul util al obiectivului colimatorului și situată în planul principal H al acestuia ($D_{obc} = L'_o = D_c \beta'_{Lo}$).

Se menționează faptul că această schemă este perfectă numai pentru surse omogene. Dacă sursa este neomogenă, imaginea sa trebuie să se formeze în pupila de intrare a obiectivului (fig. 6.109).

Se observă că sursa S , orientată paralel cu pupila de intrare F_{iA} a aparatului, este proiectată în pupila de intrare a obiectivului: $D_{obc} = P_{iobc} \leq l \beta'_{c1} \beta'_{La}$; $P_{iA} \leq D_{c1} f'_{c2}$; $1/f'_{c1} - 1/s_{c1} = 1/f'_{c2}$; $1/s'_{c2} - 1/s_{c2} = 1/f'_2$; $1/s'_{Lc} - 1/s_{Lc} = 1/f'_{Lc}$.

Pentru fante mici și obiective cu diametre mari se recomandă schema din fig. 6.110. Se observă că sistemul lenticular este constituit din colectorul C_1 și rasterul C_2 , alcătuit la rîndul său dintr-un număr mare de lentile sferice sau cilindrice.

În timp ce colectorul C_1 formează imaginea sursei S în fanta F_{iA} , sistemul $C_1 C_2$ formează imaginea S' a sursei S în fața fantei F_{iA} . Lentila de cîmp L_c formează imaginile S'' ale imaginilor S' și deci imaginea sursei S în pupila de intrare a obiectivului colimatorului. Neajunsul acestei scheme constă în imposibilitatea iluminării complete a fantelor lungi. Schema din fig. 6.111 elimină acest dezavantaj. Aceasta conține sistemele L_3 și L_4 prevăzute cu rastere lenticulare și satisface condițiile de umplere și de iluminare uniformă, fără structură a fantei de intrare a aparatului.

Obiectivul colimatorului (dublet lipit) nu trebuie să fie riguros acromatic. Pentru $P_i/f' \leq 1/15$ obiectivul poate fi o lentilă plan convexă de cea mai bună formă ($r_1/r_3 = 1/6$) situat cu suprafața convexă spre elementul dispersiv.

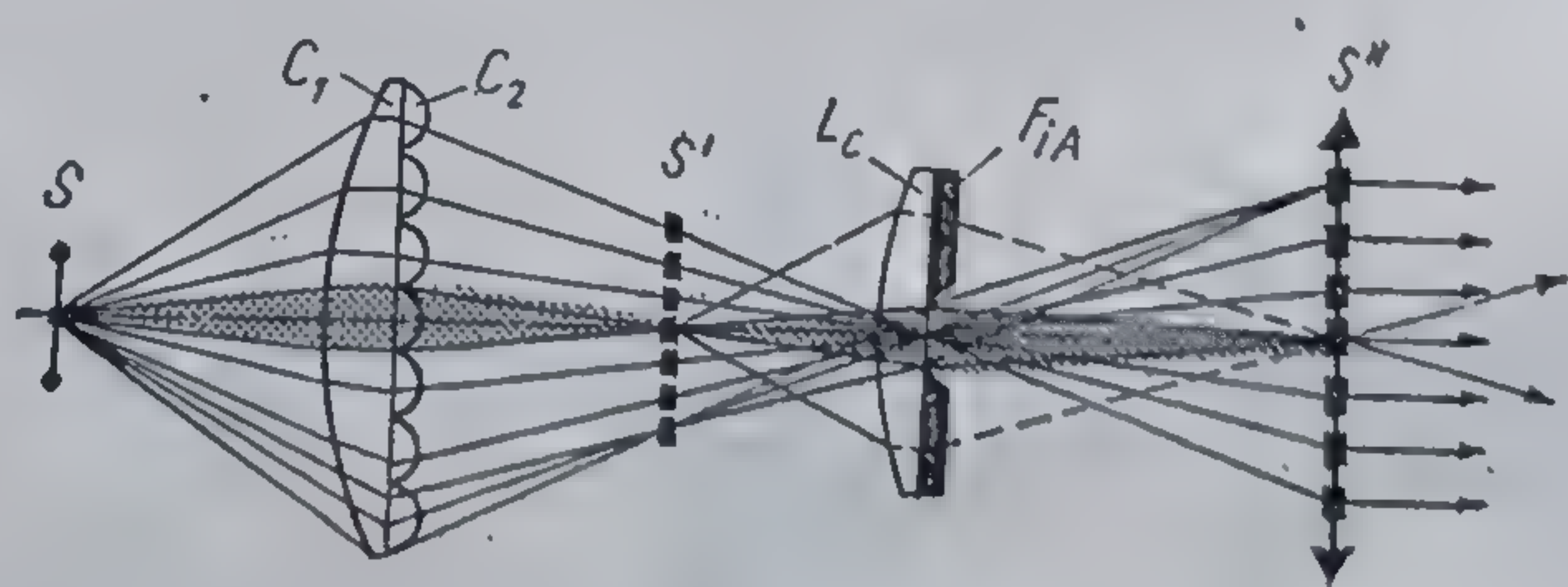


Fig. 6.110. Iluminarea fantelor mici și obiectivelor cu diametre mari.

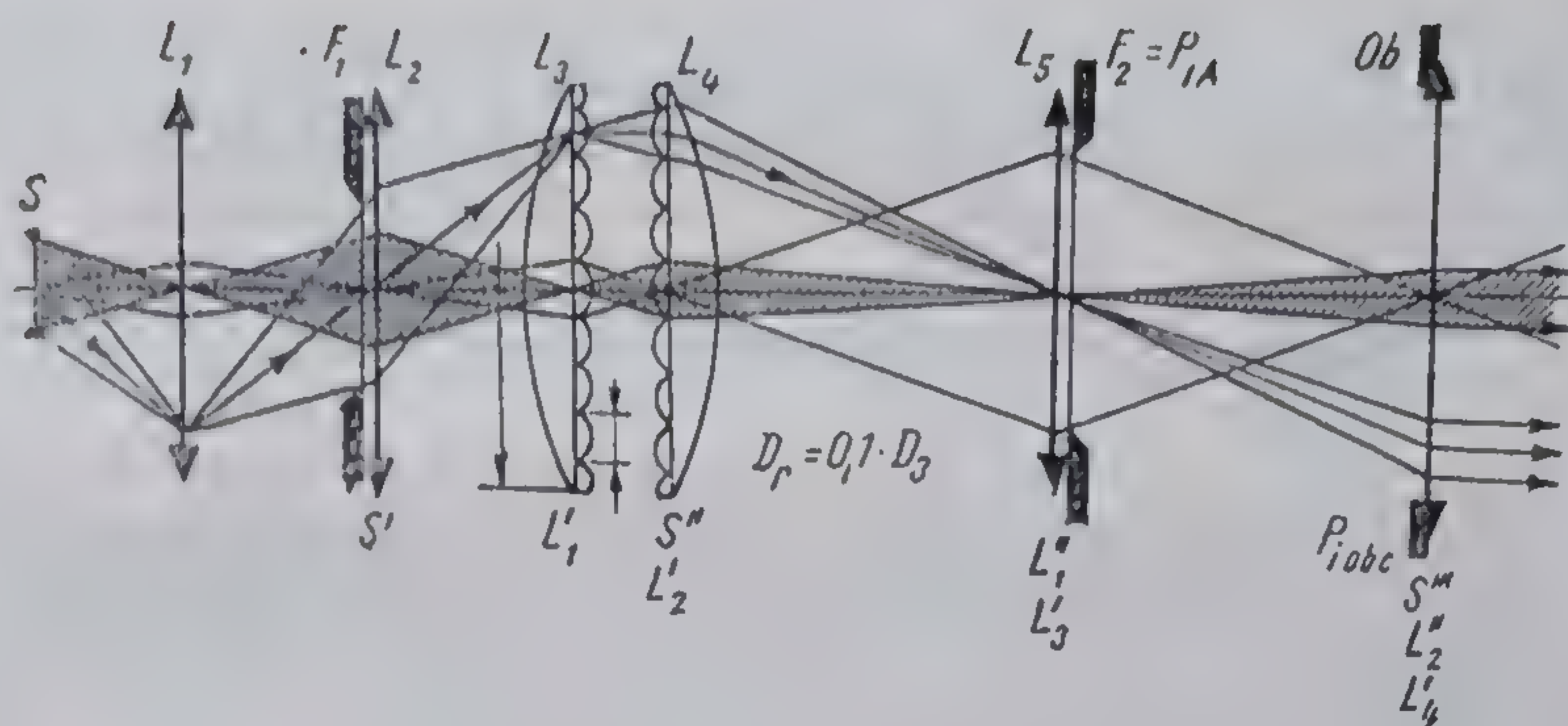


Fig. 6.111. Iluminarea uniformă a pupilelor de intrare lungi ale aparatelor spectrale.

Diametrul obiectivului trebuie să fie egal sau mai mic decât proiecția suprafeței prisme dispersive în planul principal al obiectivului.

Materialele pentru lentilele obiectivului trebuie să fie transparente la radiațiile folosite. În caz contrar se utilizează oglinzi concave.

6.11.2. Sistemul dispersiv

Sistemul dispersiv poate fi de tip prismatic (v. tabelul 4.1) sau în formă de rețea de difracție plană ori concavă, funcție de domeniul lungimilor de undă ale radiațiilor utilizate și de caracteristicile receptorului (v. § 4.11).

a. *Domeniul infraroșu*. Pentru radiațiile cu lungimile de undă λ cuprinse între $0,78 \mu\text{m}$ și $3 \mu\text{m}$ se folosește sticla optică și cuarțul. Cuarțul cristalin are dublă refracție și polarizare rotatorie. Dacă muchia refractantă a unei prisme dispersive este paralelă cu axa optică a cristalului, fiecare linie spectrală apare dublă. Dacă muchia refractantă este perpendiculară pe axa optică a cristalului din cuarț și perpendiculară pe bisectoarea unghiului de refracție A , dispare dubla refracție, dar polarizarea rotatorie care are maximum pe axă și care constă în aceea că razele circulare spre dreapta și spre stânga străbat mediul cu viteze diferite, arată, în acest caz, că birefringența este de circa 100 de ori mai mică. Totuși, pentru a se evita complet imagini duble ale fantei se folosește prisma Cornu sau autocolimația, unde acțiunile se compensează.

În afara sticlei și cuarțului, pentru alte domenii de lungimi de undă, se mai folosesc: fluorina CaF_2 ($\lambda = 4 \dots 8 \mu\text{m}$), sarea de gemă NaCl ($\lambda = 8 \dots 14 \mu\text{m}$) și sylvina KCl ($\lambda = 14 \dots 23 \mu\text{m}$). Pentru $\lambda > 23 \mu\text{m}$ nu există materiale transparente și deci se folosesc rețele cu constantă mare (de ordinul lungimii de undă). Rețelele transparente se execută din sîrmă subțire fixată pe o ramă. Dacă distanța dintre sîrme este egală cu diametrul sîrmei, apar numai spectre de ordin impar.

b. *Domeniul vizibil (V)*. În acest domeniu, cu $\lambda = 0,36 \dots 0,78 \mu\text{m}$, se folosește sticla optică și cuarțul.

c. *Domeniul ultraviolet (UV)*. În domeniul cu $\lambda < 0,3 \mu\text{m}$ sticla nu mai este transparentă. De aceea, se folosește: cuarțul ($\lambda = 0,38 \dots 0,18 \mu\text{m}$).

Fluorina ($\lambda = 0,18 \dots 0,12 \mu\text{m}$) și sarea de gemă se folosesc mai rar, deși sînt transparente pînă la $\lambda = 0,1 \mu\text{m}$. Pentru $\lambda < 0,12 \mu\text{m}$ se folosesc rețele de difracție reflectante, plane și concave, executate din metale sau din sticlă (v. § 4.11).

6.11.3. Aparate spectrale cu prisme dispersive

Schema optică a unui aparat spectral cu prisme dispersive (fig. 6.112) trebuie să fie astfel concepută încît să fie satisfăcute următoarele condiții: 1) un fascicul homocentric incident trebuie să rămînă homocentric și după refracție; această condiție este satisfăcută numai dacă punctul obiect este situat la infinit; din acest motiv se folosește colimatorul (reglat la infinit) și luneta de observare; 2) imaginea formată în planul focal al obiectivului O_{bL} (obiectiv de lunetă sau obiectiv fotografic) trebuie reprezentată cu mărirea $\beta = h'/h = 1$; această condiție este îndeplinită numai dacă propagarea luminii prin prismă are loc la deviația minimă, adică raza care se propagă prin prismă de-a lungul axei optice trebuie să fie perpendiculară pe bisectoarea unghiului de refracție A ; 3) imaginile monocromatice ale fantei P_{iA} , situată paralel cu muchia refractantă, nu sînt drepte, ci curbe, cu concavitatea situată opus muchiei refractante, deoarece imaginile sagitale au abscise diferite. Convexitatea este de partea radiației roșii.

Cînd se dorește o dispersie unghiulară mai mare se folosesc mai multe prisme identice, fiecare dintre acestea funcționînd în condiția de deviație minimă, sau se folosesc sisteme prismatice alcătuite din mai multe prisme lipite.

Dacă numărul suprafețelor refractante este p , atunci există $p + 1$ medii. Notînd cu ω unghiul dintre suprafețele 1 și p , deviația $D = i_1 (-1)^{p-1} i'_p + \dots + (-1)^{p+1} \omega$. Deviația este minimă atunci cînd $\frac{n_1}{n_{p+1}} \cdot \prod_{j=1}^p \frac{\cos i_j}{\cos i'_j} = 1$. Pentru $n_1 = n_{p+1} = 1$ rezultă $\prod_{j=1}^p (\cos i_j / \cos i'_j) = 1$.

Principalele scheme optice ale monocromatoarelor cu prisme dispersive sînt redată în fig. 6.113. Proiectarea componentelor începe cu precizarea

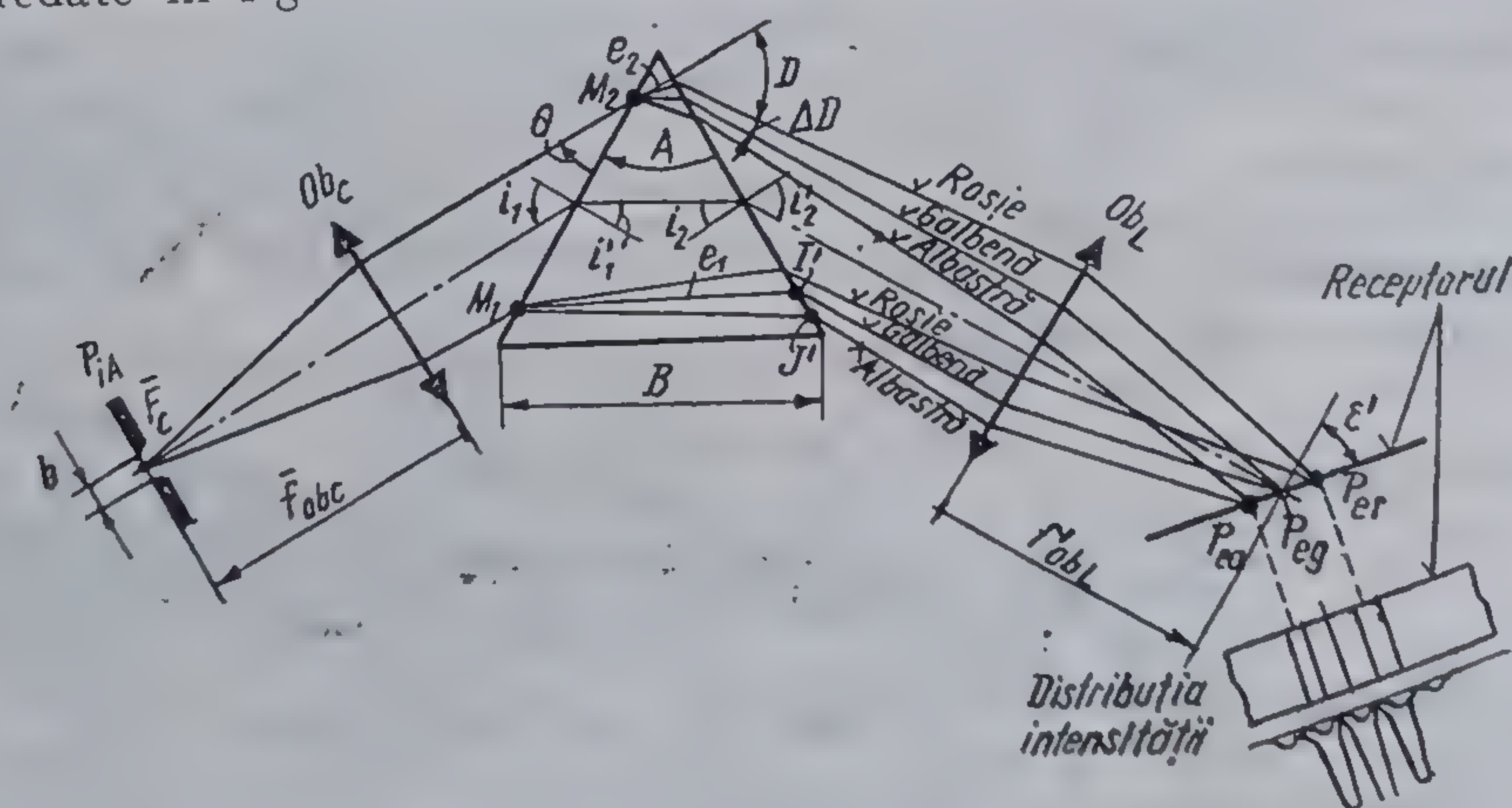


Fig. 6.112. Aparatură spectrală cu prisme dispersive.

caracteristicilor. Se determină apoi baza prisme B și diametrul obiectivului colimatorului astfel încât acesta să fie mai mare decât suprafața de incidență a prisme, proiectată perpendicular pe axa colimatorului. Diametrul obiectivului lunetei este egal cu diametrul obiectivului colimatorului. Obiectivul fotografic trebuie să fie mai mare, deoarece fasciculele monocromatice sînt divergente.

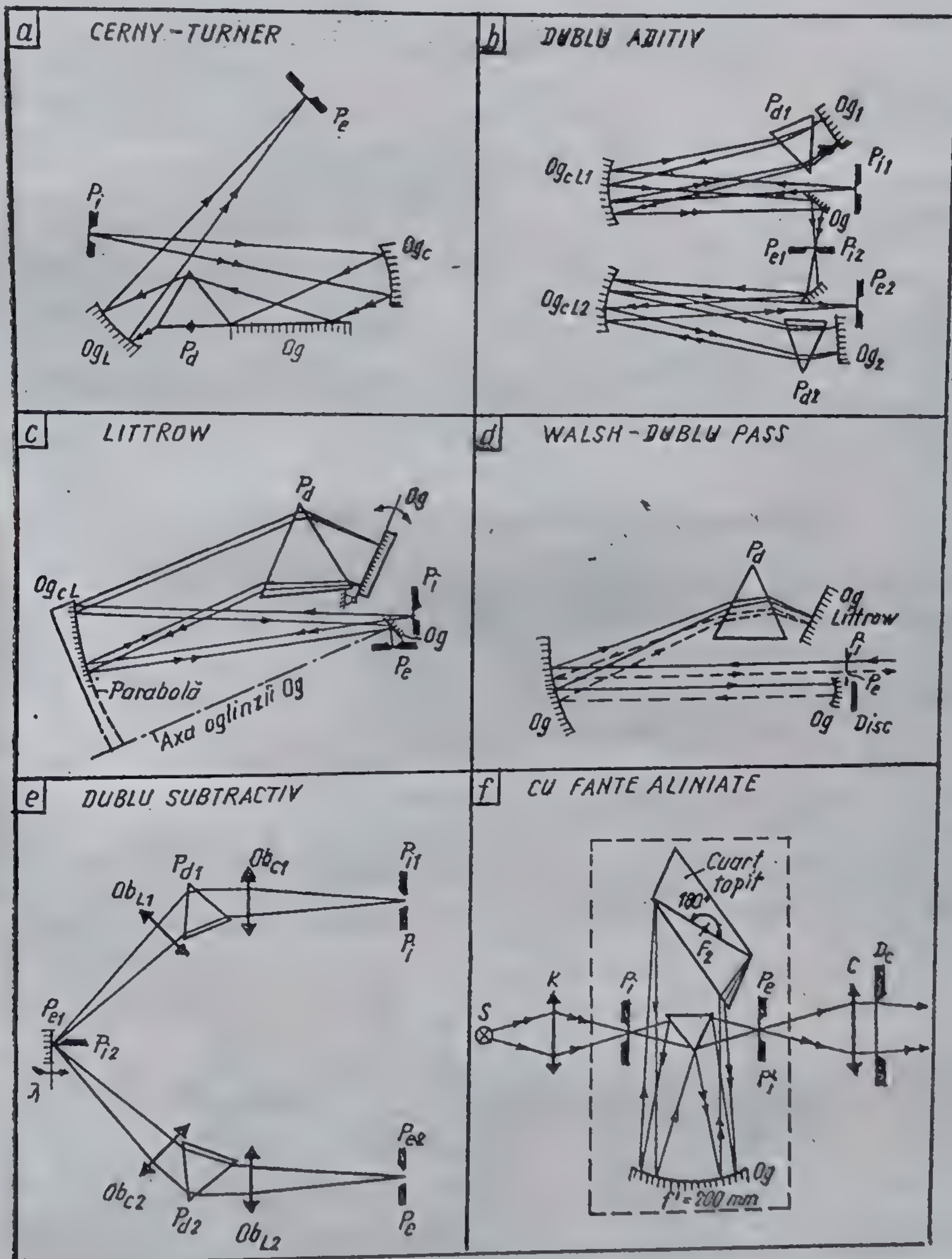


Fig. 6.113. Monocromatoare cu prisme dispersive.

Pentru ca imaginile P_{cr} , P_{cg} , P_{ca} ale fantei de intrare P_{iA} (v. fig. 6.112) să fie percepute separat (rezolvate) trebuie ca $(P_i M_1 P_{e0})_\lambda - (P_i M_2 P_{e0})_\lambda = 0$; $(P_i M_1 P_{e0})_\lambda - (P_i M_2 P_{e0})_{\lambda'} = \lambda'$; $\Sigma e_1 \Delta n - \Sigma e_2 \Delta n = \lambda'$; $\lambda' = \lambda - \Delta\lambda$. Rezoluția $R = \lambda/\Delta\lambda = \Sigma (e_1 - e_2) \cdot \Delta n/\Delta\lambda$. Pentru $e_1 = B$ și $e_2 = 0$ (v. fig. 6.112) se obține rezoluția aparatului: $R = \lambda/\Delta\lambda = B\Delta n/\Delta\lambda$. Dacă sticla face parte din grupa flinturilor, $\Delta n/\Delta\lambda \approx 1000$ și $R \approx 1000 B$. Deci baza prisme este $B = 10^{-3}R$.

a. *Caracteristicile aparatelor spectrale cu prisme dispersive* sînt următoarele: $P_{iA} = b$ este pupila de intrare a aparatului; f'_c — focala obiectivului colimatorului; f'_2 — focala obiectivului lunetei; Γ_2 = grosimentul lunetei = B ; HB — (produs): baza \times înălțimea prisme; Δs_λ — lungimea spectrului pentru două linii spectrale λ și $\lambda' = \lambda + \Delta\lambda$; $\Delta\lambda$ — variația lungimii de undă (domeniul spectral); $\Delta\alpha = D_{\lambda'} - D_\lambda$ — unghiul dintre razele refractate corespunzătoare radiațiilor λ' și λ ; $D_l = -\Delta S_\lambda/\Delta\lambda$, în mm/Å — dispersia liniară; $1/D_l = \Delta\lambda/\Delta s_\lambda$ în Å/mm — inversul dispersiei; $D_u = \Delta\alpha/\Delta\lambda$ în rad/Å — dispersia unghiulară; $D_u = (\Delta\alpha/\Delta n) (\Delta n/\Delta\lambda) = (B/h) (\Delta n/\Delta\lambda)$; $R = \lambda/\Delta\lambda = \lambda'(\lambda' - \lambda)$ rezoluția; $R = B\Delta n/\Delta\lambda$; $b \leq f'_L \lambda/h$ — lățimea fantei P_{iA} ; $b' = b f'_L/f'_c = b f'_L/\beta' f'_c$; $\nu_{(cm^{-1})} = 10^8/\lambda_{(\text{Å})}$ — număr de undă; $\beta' = h'/h = (\cos i'_1/\cos i_1) (\cos i'_2/\cos i_2) = 1/\gamma$.

„Conturul instrumental” sau „funcția de aparat” reprezintă distribuția iluminării pe suprafața imagine în P_{eA} (1.12).

6.11.4. Aparat spectroale cu rețele de difracție

Componentele principale ale unui aparat spectral cu rețea de difracție au fost indicate în fig. 6.105. Rețelele pot fi plane sau concave. Primele pot funcționa prin transmisie sau prin reflexie; ultimele funcționează numai prin reflexie și înlocuiesc obiectivele colimatoarelor și lunetelor. Aparatele cu rețele au rezoluție mai mare decât cele cu prisme dar sînt mai puțin luminoase.

a. *Aparate spectrale cu rețele plane de difracție.* La aceste aparate (fig. 6.114) se folosește difracția Fraunhofer. Iluminînd pupila de intrare P_{iA} cu lumină omogenă (monocromatică), în focarul imagine al obiectivului lunetei se obține „imaginea directă” în formă de bandă luminoasă, adică banda de ordinul zero, sau maximum central (v. fig. 1.16). Prin rotirea lunetei se observă maxime și minimele de diferite ordine k , corespunzătoare unghiurilor α_k . Teoria și construcția rețelelor de difracție au fost tratate detaliat în § 1.3.6 și 4.11.

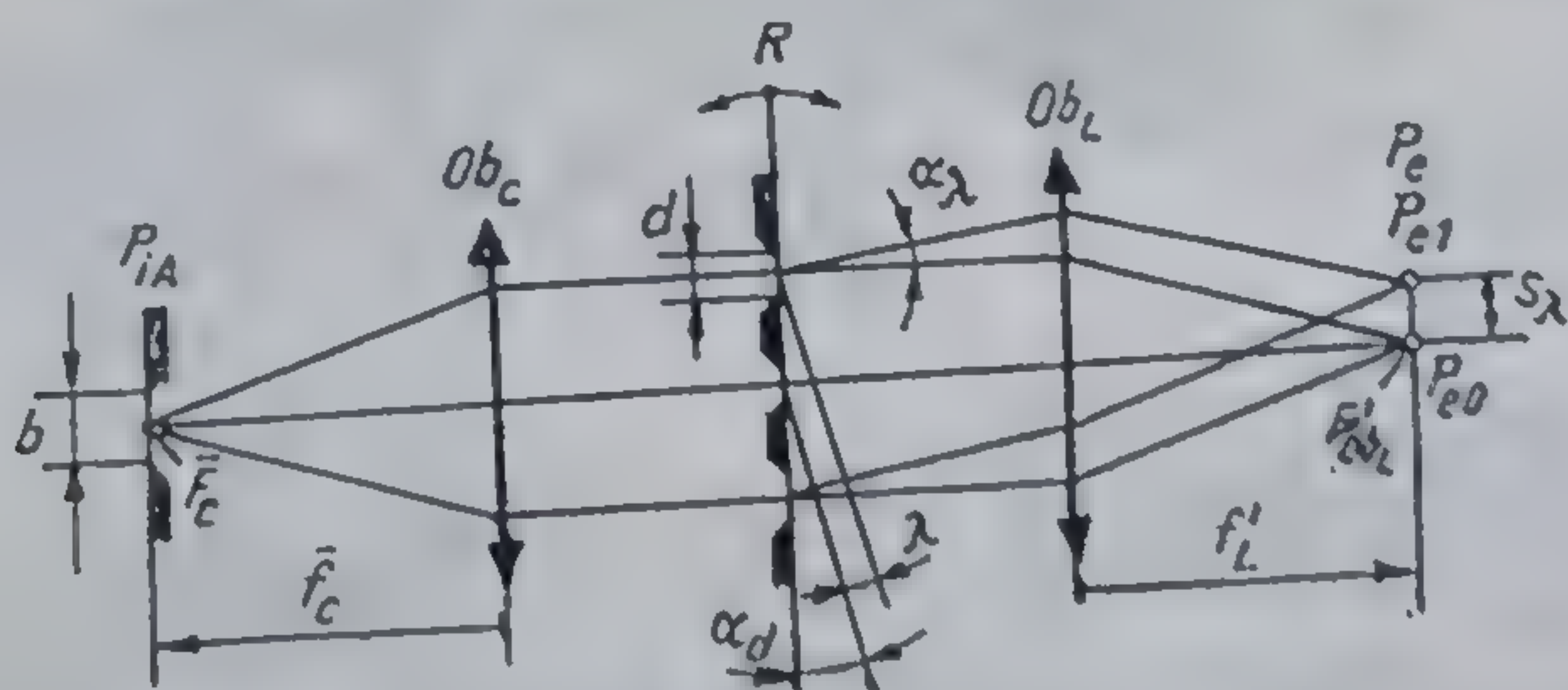


Fig. 6.114. Aparat spectral cu rețea de difracție plană de transmisie.

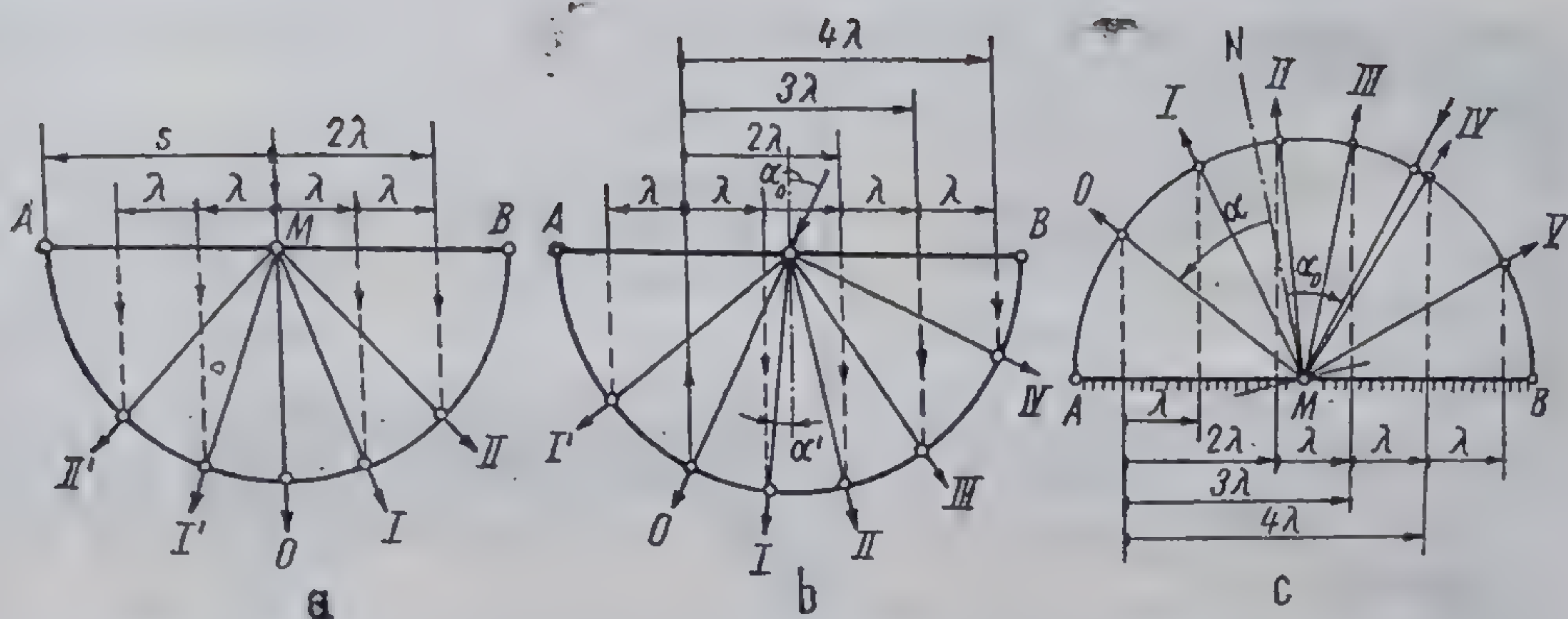


Fig. 6.115. Determinarea ordinelor de difracție date de o rețea:
 a — rețea de transmisie, incidență normală; b — rețea de transmisie, incidență oblică;
 c — rețea de reflexie, incidență oblică.

Fasciculul incident pe rețea poate fi normal (fig. 6.115, a) sau oblic (fig. 6.115, b).

Intensitățile în maximele de diferite ordine pot fi calculate conform indicațiilor din § 1.3.6 sau pot fi obținute pe cale grafică. Fie spre exemplu o rețea plană reprezentată numai prin lungimea $AB = 2s$. Cu centrul în punctul mijlociu M se descrie semicercul cu raza $s = AB/2$. Raza incidentă pe rețea face cu normala la aceasta unghiul α_0 , iar raza difractată unghiul α . La incidență normală (fig. 6.115, a), în stînga și în dreapta punctului M se reprezintă segmentele $\lambda, 2\lambda, 3\lambda \dots$ și se duc normalele pe AB . Se unește punctul M cu punctele de intersecție ale normalelor cu cercul și se găsesc direcțiile ordinelor de difracție $I, II, III \dots$ și $I', II', III' \dots$. Pe aceeași figură se determină și numărul de ordine posibil. La incidență oblică (fig. 6.115, b), se prelungeste raza incidentă pînă la intersecția sa cu cercul. Aceasta reprezintă ordinul zero (0). Se proiectează punctul de intersecție pe dreapta AB și se marchează, spre dreapta și spre stînga, punctele situate la distanțele $\lambda, 2\lambda, 3\lambda \dots$. Din aceste puncte se coboară perpendiculare pînă la intersecțiile lor cu cercul și punctele astfel obținute se unesc cu M . În modul acesta se obțin direcțiile razelor difractate de diferite ordine I, II, III, IV și I' . La rețelele plane reflectante (fig. 6.115, c) se duce normala pe elementul difractant și raza difractată de ordinul zero face cu normala unghiul de difracție $\alpha = -\alpha_0$. Din punctul de intersecție al acesteia cu cercul se coboară perpendiculara pe planul rețelei (baza rețelei). Din punctul astfel obținut se marchează pe planul de bază al rețelei puncte situate la distanțele $\lambda, 2\lambda, \dots, 5\lambda$. Din aceste puncte se ridică perpendiculare. Intersecțiile acestora cu cercul dau puncte ce se unesc cu punctul M și astfel se determină direcțiile razelor difractate de ordinele I, II, \dots, V .

În fig. 6.116 sînt rediate două montaje cu rețele plane de transmisie, la care obiectivele colimatorului și lunetei (camerei fotografice) au fost înlocuite cu o singură oglindă cilindro-parabolică, axa cilindrului fiind situată paralel cu cea a fantei P_{1A} .

b. *Aparate spectrale cu rețele concave.* Aparatele spectrale cu rețele necesită un sistem optic special de producere a spectrelor de difracție (obiective lenticulare sau oglinzi). H.A. Rowland a conceput un aparat spectral

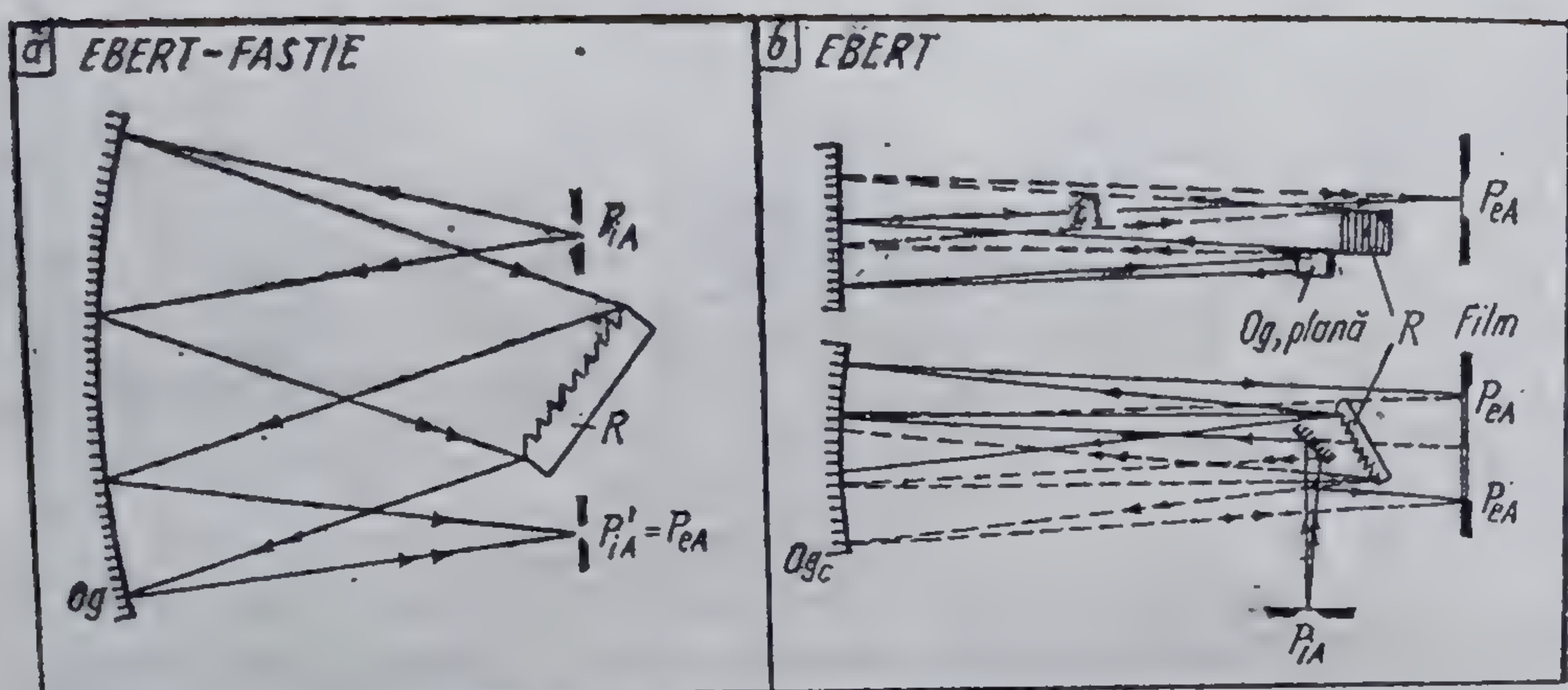
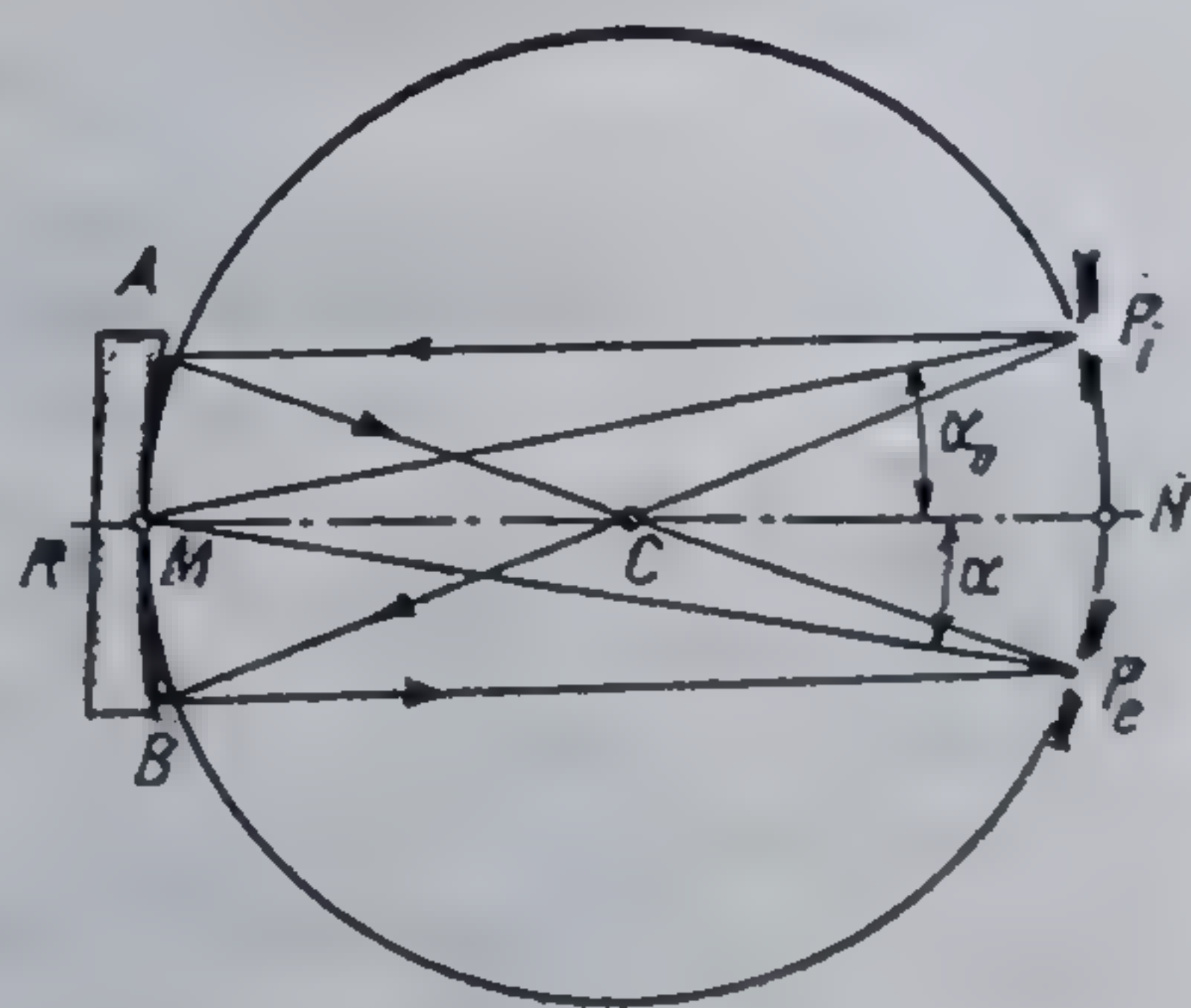


Fig. 6.116. Aparate spectrale cu rețele plane de reflexie.

cu rețea concavă care nu necesită astfel de obiective, simplificînd considerabil construcția. Acest aparat (fig. 6.117) este alcătuit dintr-o piesă optică groasă, prevăzută cu o suprafață cilindrică de rază R , optic polisată și metalizată. Pe suprafața metalizată se execută rețeaua cu elementele paralele cu axa cilindrului (perpendicular pe planul figurii) și cu segmentul (coarda) AB divizat echidistant, cu pasul (constanta rețelei) s (v. fig. 4.40). Dacă pe cercul de rază $MC = R/2$ tangent în M la rețea și numit cerc Rowland, se montează o fantă P_{iA} , paralelă cu axa rețelei, pe același cerc, în P_{eA} , se formează un spectru net ce poate fi observat ori fotografiat. Prin urmare, rețeaua concavă acționează ca o oglindă concavă eliptică cu pupilele situate în focare. Astfel este valabilă relația $k\lambda = s(\sin \alpha \pm \sin \alpha_0)$ (v. § 1.3.6). La o anumită poziție a fantei (α_0 este dat) se determină distribuția spectrului pe cercul Rowland, după exemplul următor.

Fie, așadar, o rețea cu constanta $s = 1,76 \mu\text{m}$ (fig. 6.118) pe care cade un fascicul în M . Valoarea diviziunii scării lungimilor de undă $\lambda = 0,2 \mu\text{m}$. Se trasează, la o scară convenabilă, semicercul cu raza $MA = s$ și cercul Rowland cu raza $R/2 = s$, R fiind raza rețelei în secțiunea meridiană. La



$RN = R = \text{raza rețelei}$
 $RC = R/2 = \text{raza cercului Rowland}$
 $\alpha_0 = \text{unghi de incidență}$

Fig. 6.117. Aparat spectral cu rețea de difracție concavă de tip Rowland.

dreapta și la stînga punctului M se marchează punctele R_i la distanța $\pm\lambda$, $\pm 2\lambda$, $\pm 3\lambda$, ... $\pm 8\lambda$. Din punctele R_i se duc perpendiculare pe AB pînă cînd acestea intersectează circumferința cercului în punctele Q_i . Se duc razele MQ_i și astfel se determină punctele $I, II, III, \dots, VIII$.

Dacă se așază fanta de intrare P_{iA} în punctul $6'$, în punctul 6 ia naștere imaginea directă, de ordinul zero, în punctele 5 și 7 lumina difractată cu $\lambda = 200$ nm, în punctele 4 și 8 lumina difractată cu $\lambda = 400$ nm etc. După direcția normalei MN ia naștere difracția cu $\lambda = 12\,000$ nm, adică difracția de ordinul II cu $\lambda = 600$ nm. În punctul $5'$ apare difracția cu $\lambda = 2200$ nm, iar în punctul $8'$ difracția cu $\lambda = 2800$ nm.

Cele mai utilizate rețele concave au raza de curbura $R = 1 \dots 6 \frac{1}{2}$ m și o suprafață de 5×8 cm; 8×15 cm. Constanta rețelei $s = 1, 2 \dots 2,5$ μm ,

c. *Caracteristicile aparatelor spectrale cu rețele de difracție*: P_{iA} este pupila de intrare; $f'_c = f'_L$ — focala rețelei concave; s — constanta rețelei; k — numărul de difracție; p — numărul de fante; $s_\lambda = f'_L \lambda / s$ — distanța primului ordin de difracție pentru radiație λ ; Δs_λ — lungimea spectrului pentru două linii spectrale λ și $\lambda' = \lambda + \Delta\lambda$; $\Delta\alpha$ — unghiul dintre două raze cu diferența $\Delta\lambda$; $\Delta\lambda$ — domeniul spectral; $D_l = \Delta s_\lambda / \Delta\lambda$ în $\text{mm}/\text{\AA}$ — dispersia liniară; $D_\alpha = \Delta\alpha / \Delta\lambda$ în $\text{rad}/\text{\AA}$ — dispersia unghiulară; $R = \lambda / \Delta\lambda = \lambda / (\lambda' - \lambda)$ — rezoluția; $R = nk$, unde n este numărul total de pași ai rețelei; $P_{iA} \leq f'_L \lambda / h$ — lățimea fantei de intrare P_{iA} ; $\Delta\lambda / \Delta s_\lambda$ — inversul dispersiei în $\text{\AA}/\text{mm}$.

Pentru unghiuri α mici rezultă $\Delta\lambda / \Delta\alpha = P_{iA} / \beta = \text{const.}$, în $\text{\AA}/\text{rad}$, adică se obține un spectru normal.

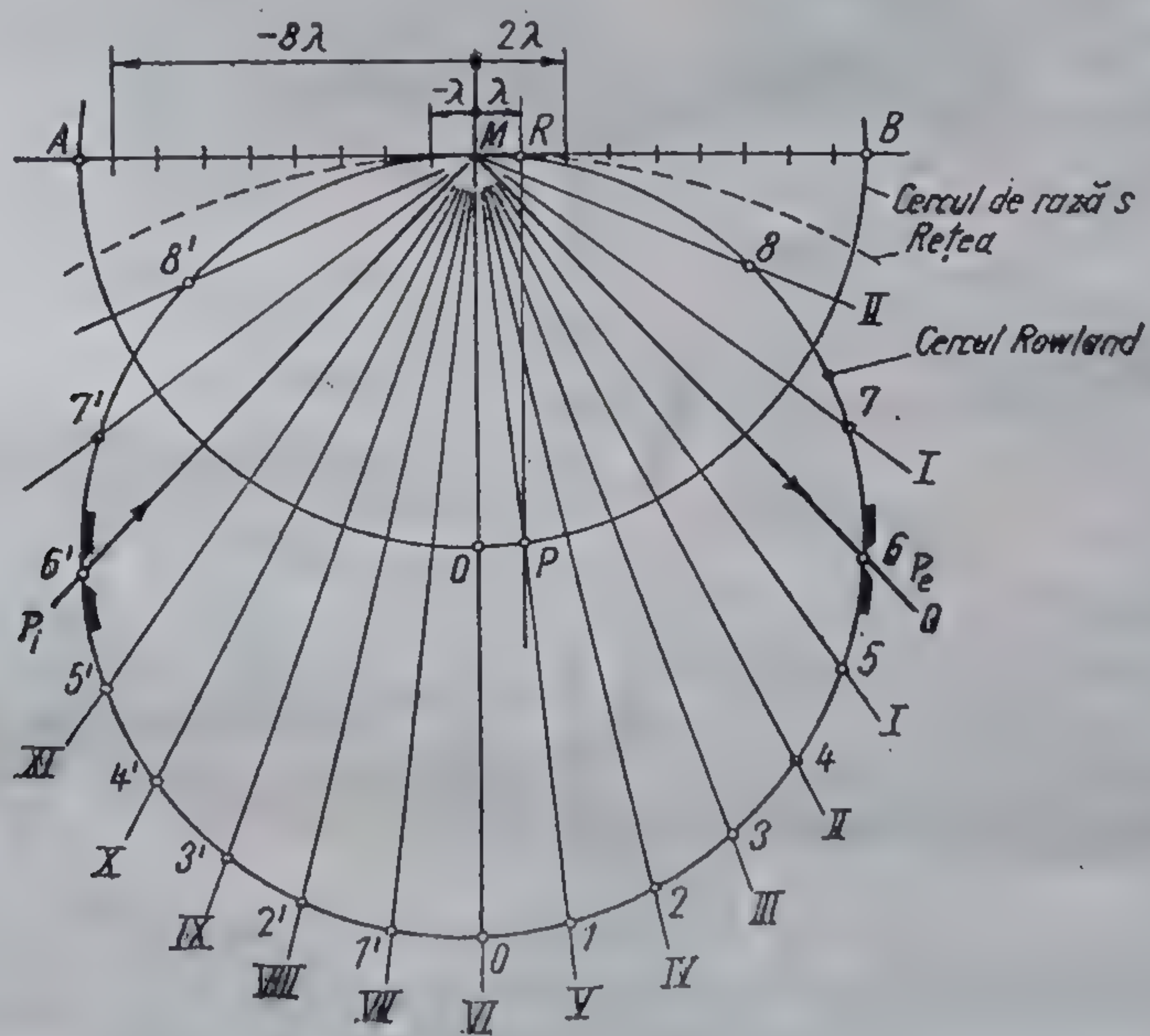
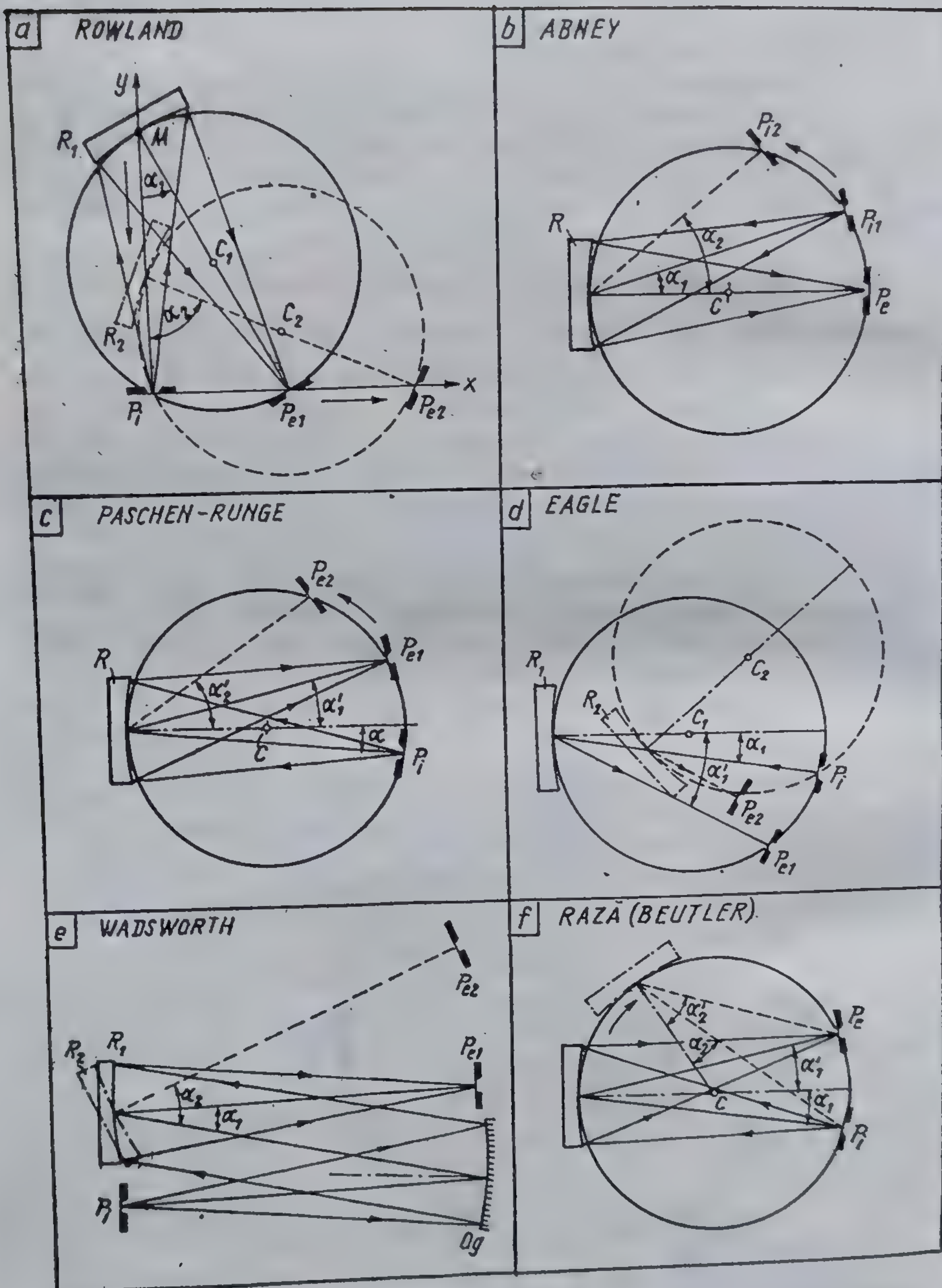


Fig. 6.118. Distribuția lungimilor de undă pe cercul Rowland de rază egală cu constanta rețelei la scara 2500: 1 ($s = 1,76$ μm ; $\lambda = 0,2$ μm).



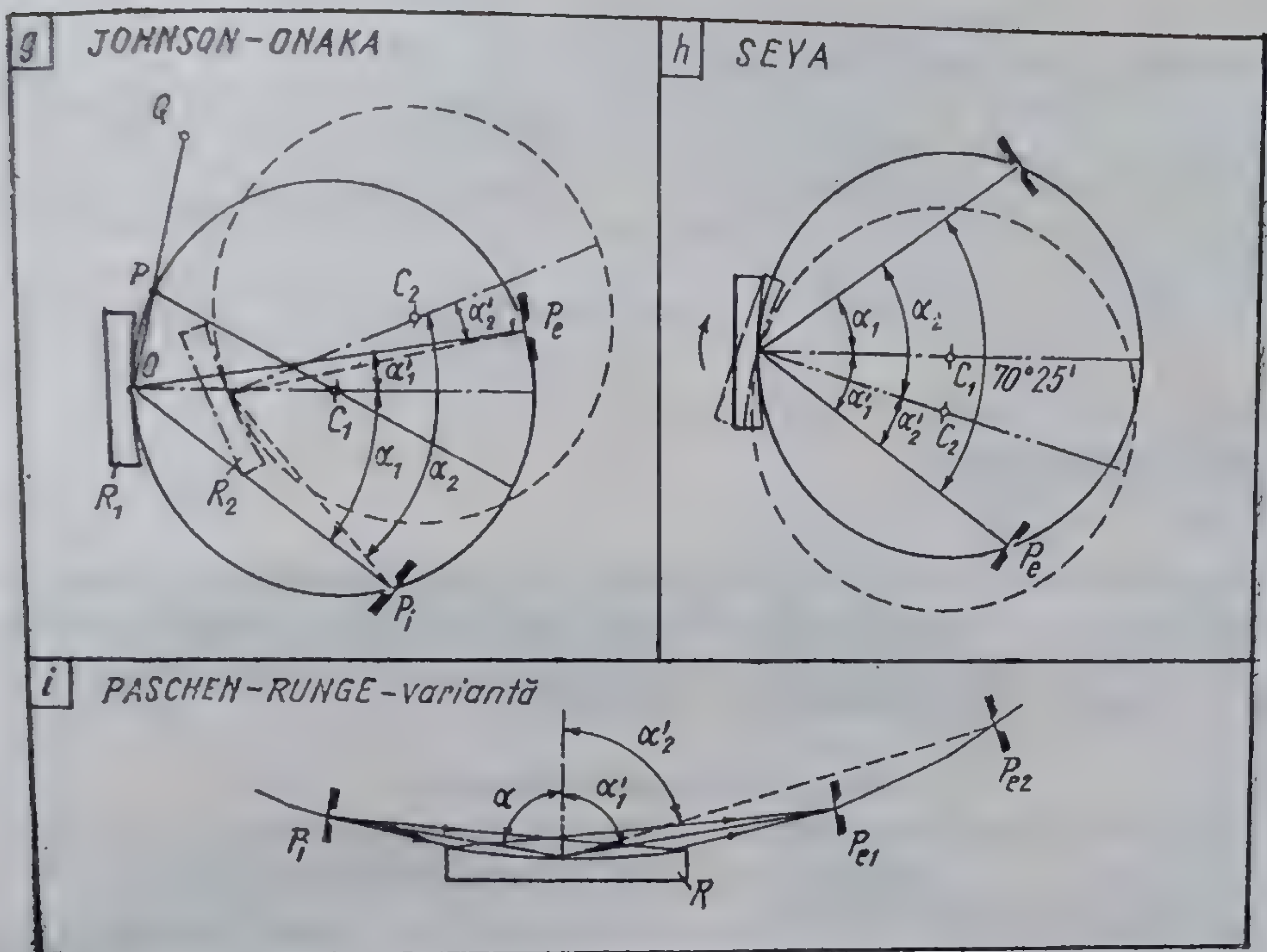


Fig. 6.119. Aparate spectrale cu rețele de difracție concave.

Dacă, spre exemplu, se dorește rezolvarea liniei D cu $\bar{\lambda} = 5893 \text{ \AA}$ și $\Delta\lambda = 6 \text{ \AA}$, rețeaua trebuie să aibă $n = 1\,000$ de pași pentru observarea în ordinul 1 și 100 pași pentru observarea în ordinul 10; ($R = \lambda/\Delta\lambda \approx 1\,000$; $kn = 1\,000$; când $k = 1$, $n = 1\,000$; când $k = 10$, $n = 100$). Așadar, rezoluția unei rețele depinde de numărul de linii și de ordinul de difracție. Dacă $s = 1 \dots 2,5 \text{ \mu m}$, observarea poate avea loc cel mult în ordinele de difracție 4 pînă la 8 pentru $\lambda = 500 \text{ nm}$, (v. fig. 6.119).

Deși toate aparatele spectrale cu rețele de difracție concave cunoscute sînt realizate pe baza principiului Rowland (v. fig. 6.117), ele poartă numele celor care le-au realizat. Principalele scheme optice au fost redată în fig. 6.119.

La toate schemele din fig. 6.119, $a, \dots i$ receptorul se montează în pupila de ieșire P_e care reprezintă imaginea de difracție de diferite ordine a pupilei de intrare $P_i \equiv P_{iA}$. Ceea ce diferențiază schemele una de alta este doar poziția fixă sau mobilă a rețelei ori a pupilelor. Astfel, în schema din fig. 6.119, a , dată de Rowland (1882) rețeaua R rămîne pe axa $P_i y$, dar se poate roti în jurul unei axe perpendiculare pe planul figurii ce trece prin M , pupila de intrare P_i este fixă în originea sistemului $xP_i y$, iar P_e se deplasează pe axa $P_i x$, toate elementele P_i , R și P_e rămînînd permanent pe cercul Rowland. Spectrul obținut este normal. Avantajul aparatului constă în aceea că sursa, situată pe direcția $P_i y$ are o poziție constantă. În celelalte figuri se indică cu săgeți sau se reprezintă cu linie întreruptă alte poziții ale elementelor P_i , R și P_e . Se constată că schema Runge-Paschen (fig. 6.119, c) este mai avantajoasă, din punct de vedere constructiv, deoarece atît P_i sînt fixe, dar astigmatismul nu poate fi corectat decît pentru un domeniu spectral îngust.

Datorită gabaritului său mic, schema Eagle este avantajoasă, mai ales pentru spectrografe cu raze R mari, dacă rețeaua R și placa fotosensibilă se poziționează automat pe cercul Rowland. Pentru lungimi de undă λ mari se recomandă montajul Wadsworth care se caracterizează prin stigmatism pe direcția normalei și mare luminozitate. Pentru domeniul Röntgen se folosesc schemele Bragg și Seemann.

Detalii importante se dau în lucrarea lui Zaidel ș.a. [50].

6.12. Fotometre

Fotometrul este un aparat optic care servește la măsurarea mărimilor fotometrice și a altor numeroase mărimi fizice legate de acestea. Criteriile de clasificare a fotometrelor sînt date în tabelul 6.6, iar metodele de măsurare utilizate sînt menționate în tabelul 6.7.

Tabelul 6.6. Clasificarea fotometrelor

	Subiective (vizuale)	Cu receptorul vizual (ochiul)
1. După natura receptorului	Obiective (fizice)	Cu receptor fotosensibil. Se folosește legătura dintre înnegrire, expunere și intensitatea luminoasă Cu receptor fotoelectric a cărui sensibilitate spectrală corespunde sensibilității ochiului
2. După radiațiile pe care le compară	Pentru fotometrie izocromă. (radiațiile care se compară crează senzații de culoare identice) Pentru fotometrie heterocromă (radiațiile care se compară nu crează senzații de culoare identice, adică sursele luminoase au culori diferite)	
3. După mărimile fotometrice care pot fi determinate	Spectrofotometre Universale Integratoare (fluxmetre) Luxmetre Stilbmetre (luminanțmetre) Microfotometre	
4. După construcția aparatului sau elementului de variație a intensității	De banc (se deplasează sursa față de capul fotometric) Tubulare (se modifică distanța dintre ecran și sursă) Cu sector (emitanța are loc alternativ) Cu diafragme de măsurare și filtre de compensare Cu pană optică (fluxul variază continuu) Cu elemente polarizante (variază unghiul între planele de polarizare)	

Tabela 6.7. Metode de măsurare a mărimilor fotometrice

1. Cu un fascicul	Cu compensare și măsurare electrică	Metoda devierii. Fotocurentul se măsoară cu un galvanometru sau cu un electrometru. Tensiunea de funcționare trebuie să fie constantă
		Metoda compensării. Fotocurentul este compensat într-o punte și galvanometrul servește ca instrument de nul și deci variațiile de sensibilitate nu influențează rezultatul măsurării
		Metoda substituției. Este o metodă de nul pură, care folosește două receptoare fotoelectrice legate într-o punte de compensare
2. Cu două fascicule	Cu compensare optică vizuală, folosind filtre și diafragme de măsurare	Metoda licăririi Metoda filtrelor Metoda treptelor mici Efectul stereo Dispersia rotatorie
		Două receptoare și compensare optică cu filtre și diafragme de măsurare
	Cu divizarea fasciculului și modularea frecvenței	Un receptor și un modulator de frecvență în formă de sector de cerc rotitor
		Iluminarea alternativă a unui singur receptor cu oglindă în formă de sector de cerc și compensare optică (a intensității) cu diafragma de măsurare
	Cu iluminare alternativă (cu flux modulată)	Iluminare alternativă cu oglinda plană în formă de sector de cerc și formarea electrică a raportului mărimilor de ieșire

6.12.1. Fotometre vizuale

Fotometrul vizual folosește ca receptor ochiul. Metodele de măsurare cunoscute se bazează pe compararea a două suprafețe învecinate, la aceeași impresie de luminozitate sau de contrast, folosind aceeași culoare. Acest aparat se mai numește fotometru de egalizare, pentru că se reglează iluminarea sau contrastul pînă cînd dispăre linia de separare dintre cele două suprafețe care se compară în câmpul vizual. Compararea este posibilă numai dacă fasciculele care se compară sînt monocromatice sau au aceeași compoziție spectrală. Cînd sursele au culori diferite se folosește metoda pîlpîirii (licăririi). În acest scop, suprafețele de comparare, situate în câmpul vizual, sînt observate de ochi fie în culorile lor, fie în strălucirile lor, cu o frecvență ce poate fi variată continuu și încet pînă cînd apare pîlpîirea colorată și cea de luminozitate. La frecvențe mici acestea nu pot fi separate. La creșterea frecvenței de pîlpîire suprafața imagine apare iluminată uniform: dispăre pîlpîirea colorată, dar se menține pîlpîirea de luminozitate. La o frecvență și mai mare dispăre și pîlpîirea de luminozitate. Frecvența de contopire pentru licărire

de luminozitate crește cu amplitudinea pînă cînd, prin diafragmare, rezoluția devine nulă. Frecvența critică de licărire este 30 Hz. Ochiul uman are proprietatea de a mijlocii temporar (legea lui W.E.F. Talbot 1800—1877).

Fotometrul vizual constă dintr-un dispozitiv de comparare, numit cap fotometric CF și dintr-o instalație de variație (de slăbire) continuă a intensității luminoase în fasciculul de referință (care trece prin substanța etalon sau provine de la sursa etalon), folosind unul din următoarele mijloace: 1) variația distanței dintre capul fotometric și sursă (W. Schaefer), 2) sectorul rotitor cu fantă logaritmică, (E. Brodhun, F. Twyman, S.J. Lewis, G. Schaibe), 3) rasterul rotitor (Chr. Winther), 4) șaiba mată din cuarț (H. Kellner), 5) prisma polarizantă, 6) variația în trepte a timpului de expunere, 7) diafragme dreptunghiulare, 8) două pene gri care se rotesc în sensuri contrare, 9) diafragma dublă (W. Gude).

a. *Fotometrele vizuale stabile* folosesc un banc fotometric (fig. 6.120), alcătuit dintr-o șină pe care se fixează sursa de măsurare S_x , sursa etalon S_E și capul fotometric CF de tip Lummer-Brodhun (fig. 6.121). 'Cubul Lummer-Brodhun al capului fotometric menționat este alcătuit din două prisme isoscel drepte care au contact optic parțial (fig. 6.122, a). În acest mod, cîmpul vizual este împărțit în două părți egale a , b iluminate de fascicule provenite de la două probe ori surse diferite S_x și S_E . Cuburile moderne (fig. 6.122, b) formează două cîmpuri în formă de trapez. La reglare corectă, liniile de separare dispar din cîmpul vizual. Dacă în fasciculul stîng se introduce o lamă de contrast L_k cîmpul în formă de trapez apare mai întunecat. În acest caz nu se mai urmărește dispariția liniei de separare (egalitatea iluminării), ci apariția aceluiasi contrast.

La capul fotometric Bechstein (fig. 6.123), în locul oglinzilor O_{01} și O_{02} și cubului Lummer-Brodhun se folosesc două prisme identice P_1 și P_2 , situate axial simetric. Cîmpul vizual este împărțit în patru părți; cîmpurile opuse corespund celor două ecrane ale lamei de gips G .

b. *Fotometrele vizuale portabile*, numite și fotometre universale nu necesită banc fotometric. Primul fotometru portant a fost conceput de Weber în 1890 (fig. 6.124). Lampa de comparare S_E iluminează geamul opal G_1 , deplasabil în tubul de măsurare, conform legii fotometrice: $I_x = I_E r_E^2 / r_x^2$.

Fotometrul universal Bechstein (fig. 6.125) poate fi folosit pentru măsurări și în afara laboratoarelor. Variația (slăbirea) fluxurilor luminoase de referință se realizează cu două discuri S_1 și S_2 , prevăzute cu orificii dintre care S_2 se rotește măsurabil.

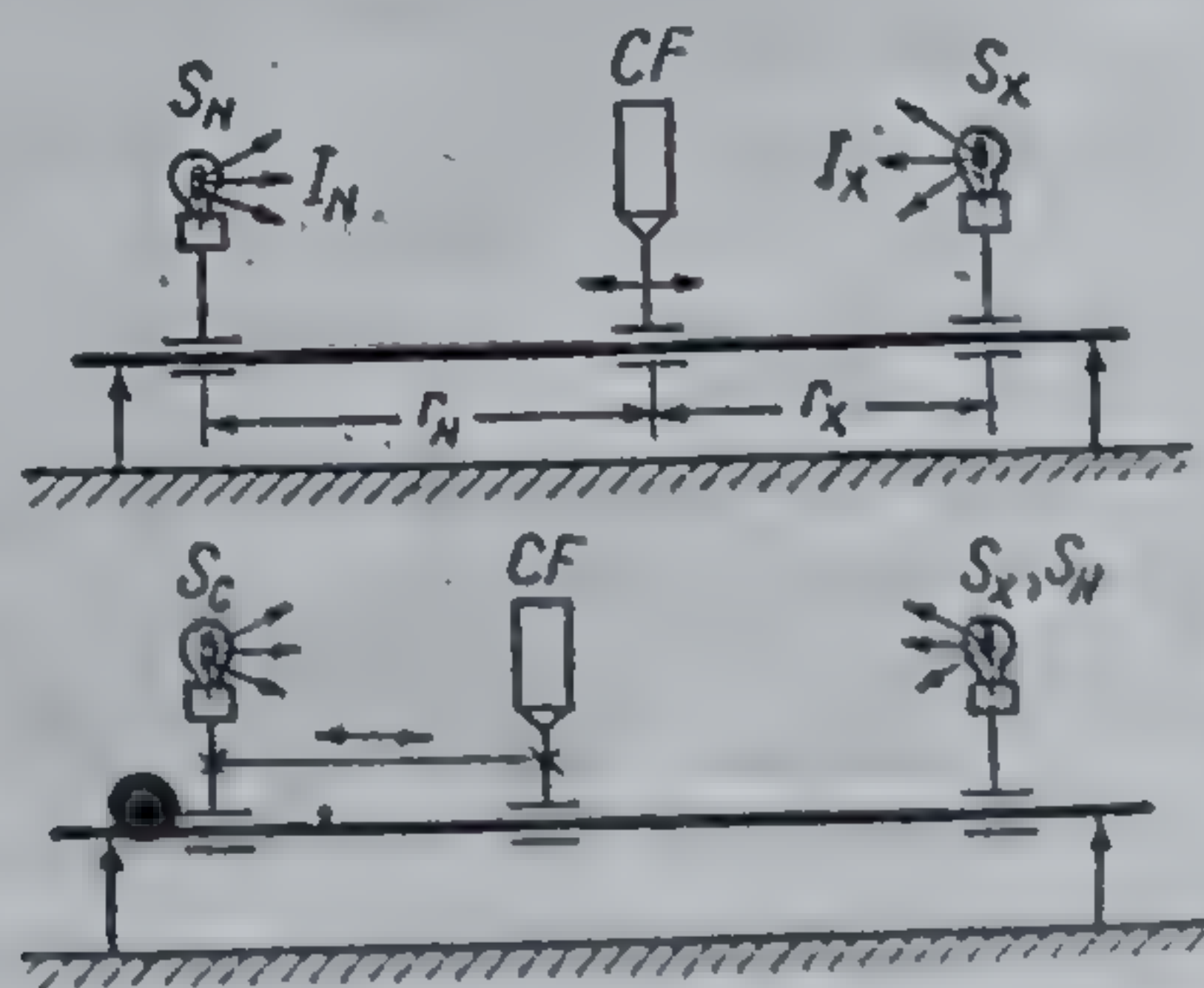


Fig. 6.120. Bancul fotometric.

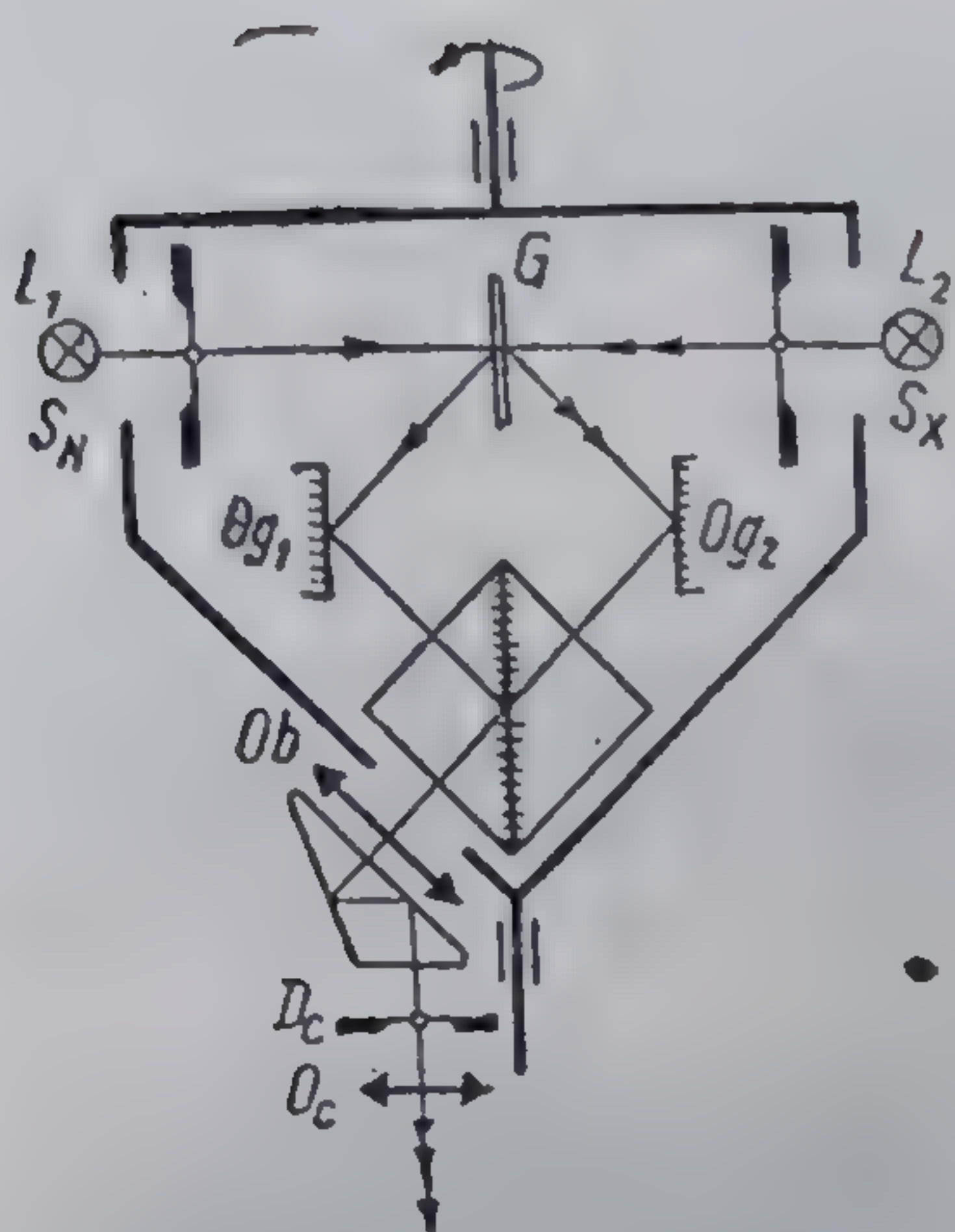


Fig. 6.121. Capul fotometric Lummer-Brodhun.

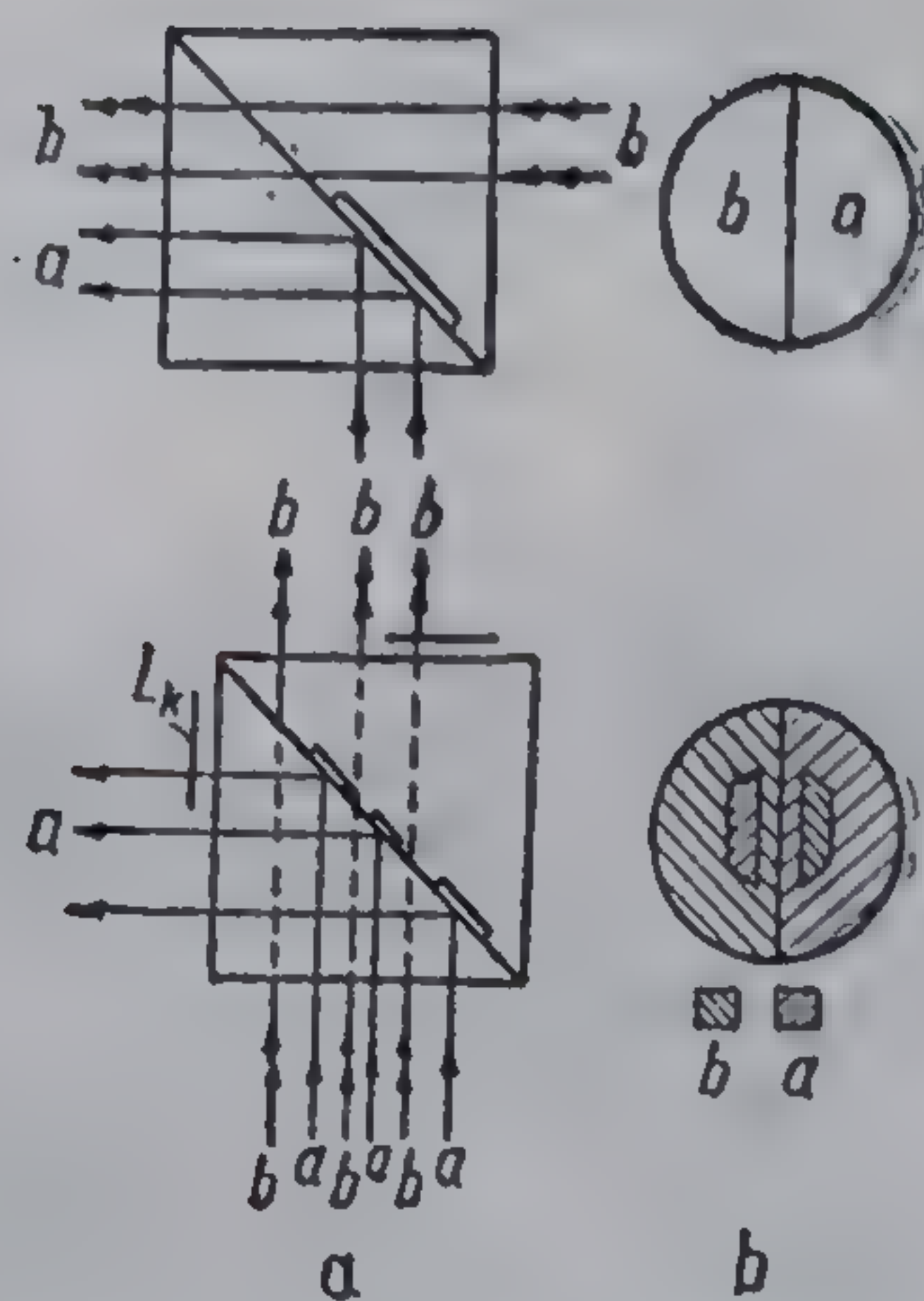


Fig. 6.122. Capul fotometric: a — secțiune; b — câmpul vizual.

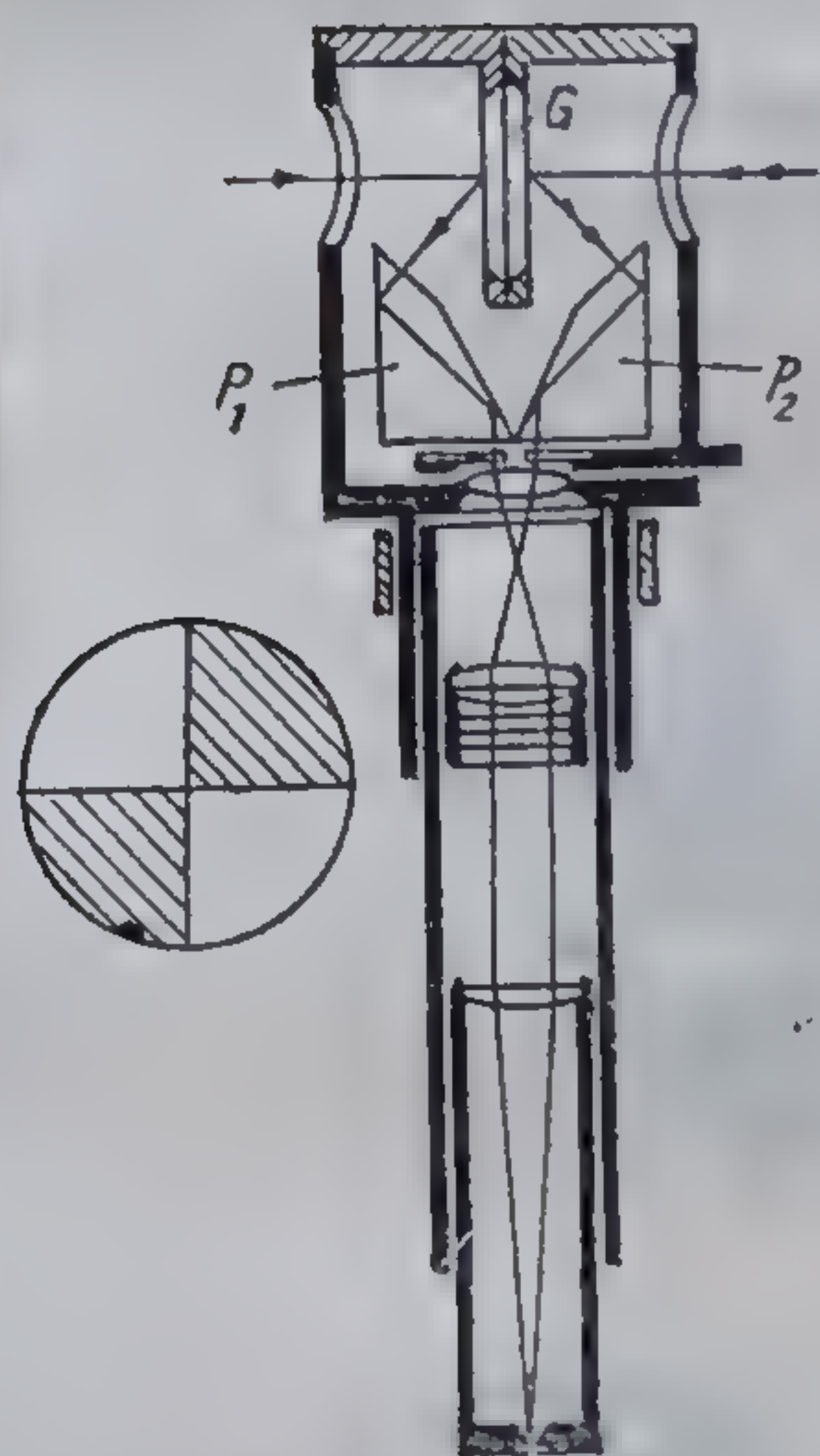


Fig. 6.123. Capul fotometric Bechstein.

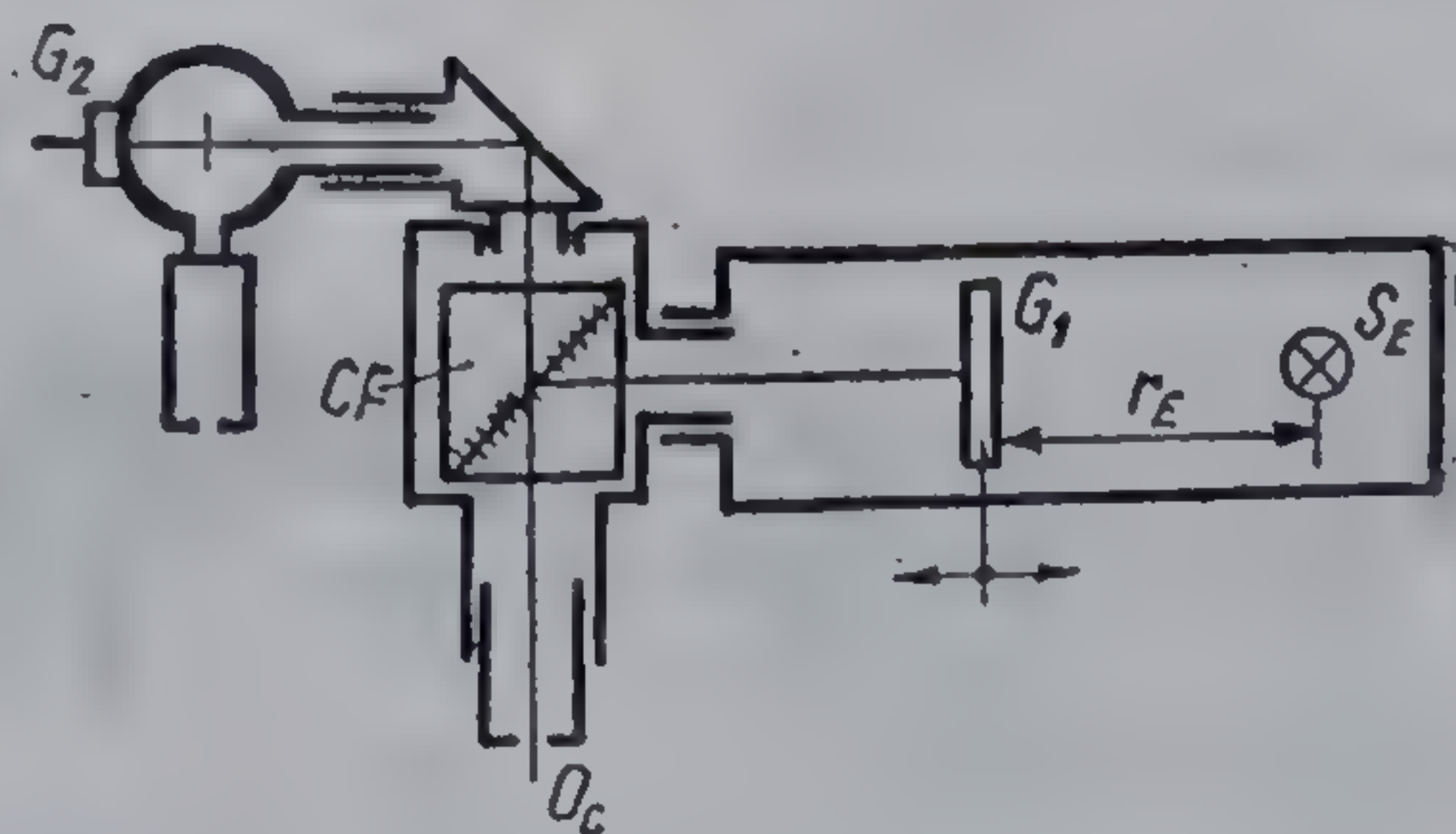


Fig. 6.124. Tubul fotometric Weber.

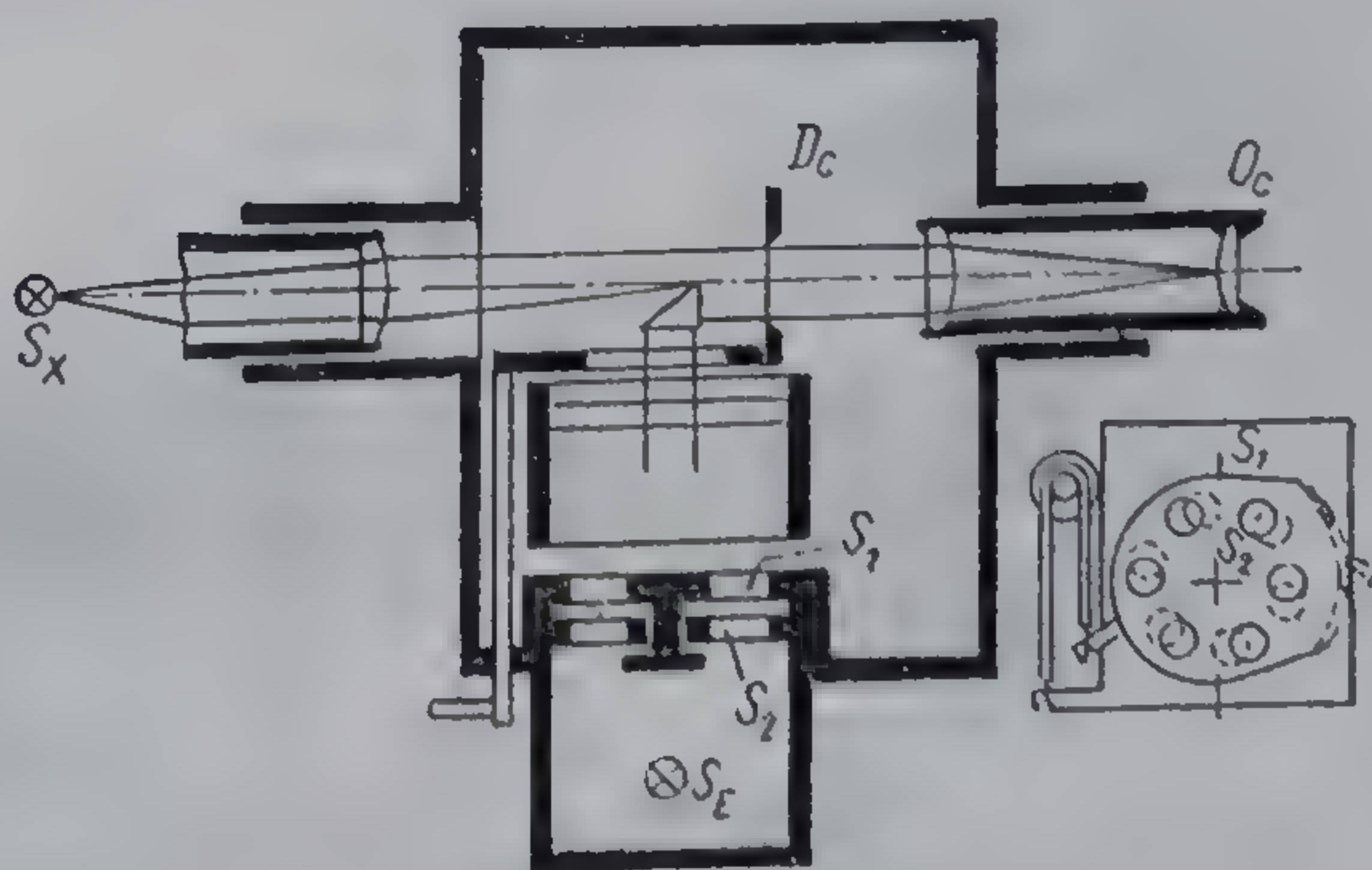


Fig. 6.125. Fotometrul portabil Bechstein.

Fluxul lămpii de referință S_r și o prismă deviatoare P umple jumătate din câmpul diafragmei. Cealaltă jumătate este umplută de fluxul provenit de la sursa măsurand S_x . Deci nu se folosește un ecran. Observatorul vede diafragma de câmp D_c printr-un ocular O_c .

Folosind accesorii ca un ecran și un teletub, fotometrul poate fi folosit și pentru măsurări de lumină.

Fotometrul Pulfrich numit și fotometru în trepte (fig. 6.126, a) este un aparat cu două fascicule, cu divizarea fasciculului și compensare optică. În câmpul vizual se compară (subiectiv) luminanțele, folosind revolverul cu filtre și diafragmele de măsurare D_m (fig. 6.126, b). Se consideră că aparatul funcționează cu două receptoare care au aceeași suprafață și aceeași sensibilitate spectrală.

Fie spre exemplu o cuvă cu o soluție roșie și una cu apă distilată. În lipsa filtrului F , observatorul vede jumătate din câmpul vizual colorat în roșu. Dacă se introduce filtrul verde dispăre diferența de culoare, ambele semicâmpuri fiind colorate în verde, însă unul mai întunecat decât celălalt.

Prin rotirea tamburului se modifică deschiderea diafragmei D_m . Pe scara roșie se citește valoarea extincției: $R = \log(I_0/I) = kd = \epsilon cd$, în care s-a notat: k — coeficientul de extincție al lui Bunsen; c — concentrația în grame Mol/litru; d — grosimea stratului absorbant în cm; ϵ — coeficientul de extincție molar. Pe scara neagră se citește transmisia în procente $T = 100 I/I_0$;

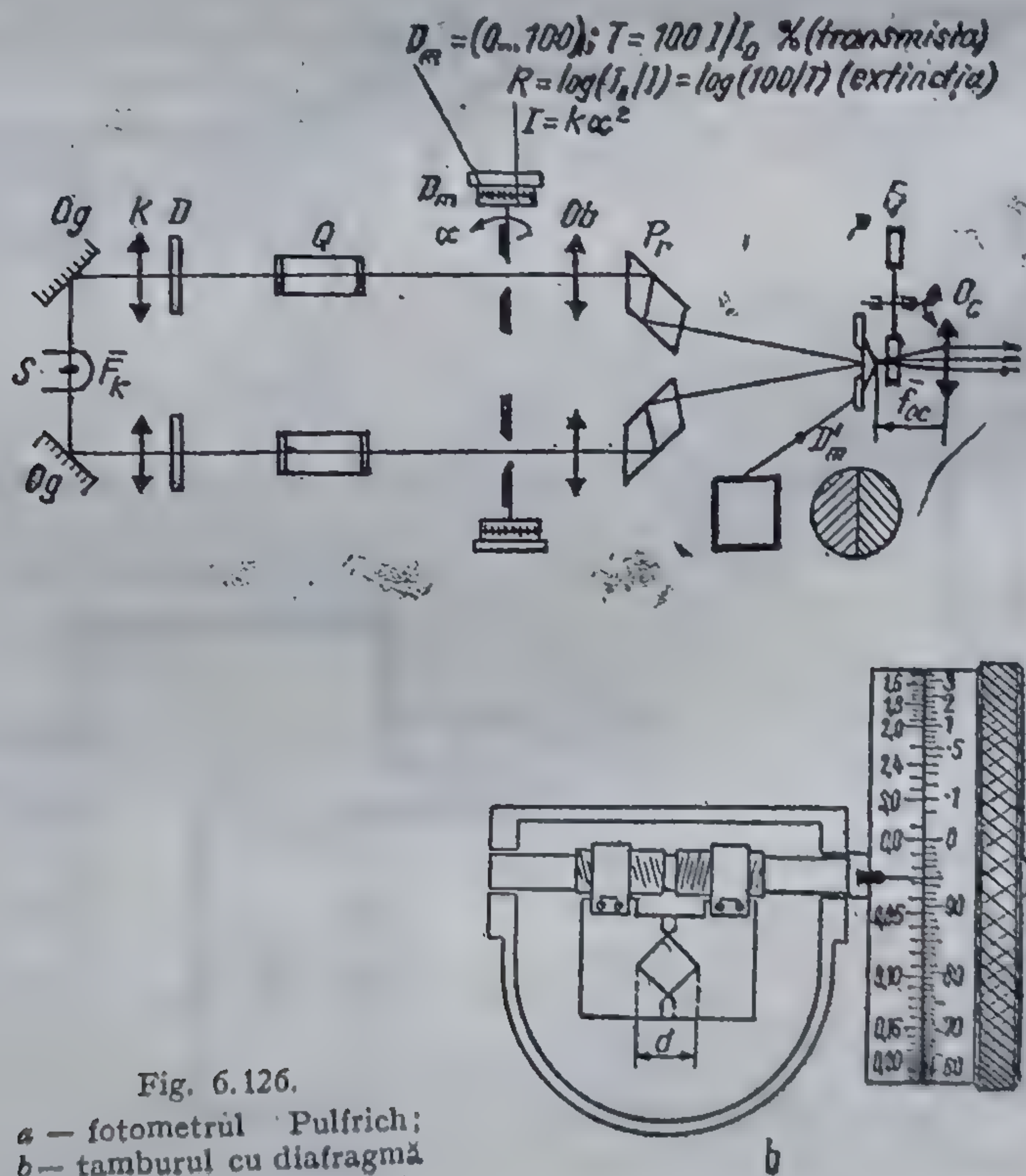


Fig. 6.126.

a — fotometrul Pulfrich;
b — tamburul cu diafragmă
reglabilă pătratic (Lowe).

$\tan \delta = H/f'_{oc}$; $\alpha = \delta/(n-1)$. Exemplu: sticla K 8; $n = 1,52$; $P_s = 2 \text{ mm}$; $\Gamma_{oc} = 15 \text{ X}$; $f'_{oc} = 16,666 \text{ mm}$; $\alpha = 3^\circ 18'$.

Fotometrul Brodhun reprezentat în fig. 6.127, conține un sector fix pentru slăbirea fluxului de referință. Lumina lămpii etalon S_E trece peste geamul mat G_1 , printr-o lentilă O_1 orientată paralel și prin două prisme romboedre R , în formă de V. Între cele două prisme se află sectorul fix și simetric S cu deschidere variabilă (aparat cu prisme rotative). La rotirea celor două prisme, legate rigid, în jurul axei A , fluxul emis de sursa etalon S trece prin sector și este slăbit. Măsurarea fotometrică a lămpii S_x se face prin intermediul geamului mat G_2 , lentilei O_2 și cubului fotometric CF . O dezvoltare ulterioară constituie fotometrul cu sector de tip Bechstein, la care prismele sînt înlocuite cu lentile pană rotitoare (fig. 6.128).

Atît cîmpul vizual interior cît și cel exterior primesc alternativ lumină din dreapta și din stînga ecranului din ghips pînă cînd licărirea dispare.

Fotometrul cu polarizare de tip Martens utilizează dispozitiv de polarizare ca mijloc de variație a intensității. Fluxul incident iluminează o lamă de ghips și de acolo ajunge pe elementul de măsurare ca și lumina de comparație provenită de la geamul opal. O prismă Wollaston împarte ambele fascicule în două părți parțial polarizate și perpendiculare unul pe celălalt.

O prismă dublă împarte fiecare fascicul încă odată astfel încît observatorul vede cele două suprafețe ale prisme duble în lumină polarizată perpendicular una pe cealaltă. Între ocular și prisma Wallaston se află un analizor, prin a cărui rotire se reglează egalitatea iluminărilor în cîmpul vizual.

Din grupa fotometrelor portabile face parte un număr de fotometre pentru utilizări speciale.

Microfotometrul cu penă utilizează pentru măsurare suprafețe foarte mici. Obiectul de măsurat (placa fotografică) se află sub un obiectiv de microscop. Diafragma unei anumite părți din suprafață are loc în planul imagine al obiectivului. Observarea se face printr-un cub Lummer-Brudhun. Variația fluxului de comparație are loc cu o pană neutră.

Aceasta reprezintă un dispozitiv pentru slăbirea definită a intensităților luminoase, constînd dintr-o lamă din sticlă sau din cuarț, a cărei transmisie este egală pentru toate domeniile spectrale și scade liniar sau logaritmice.

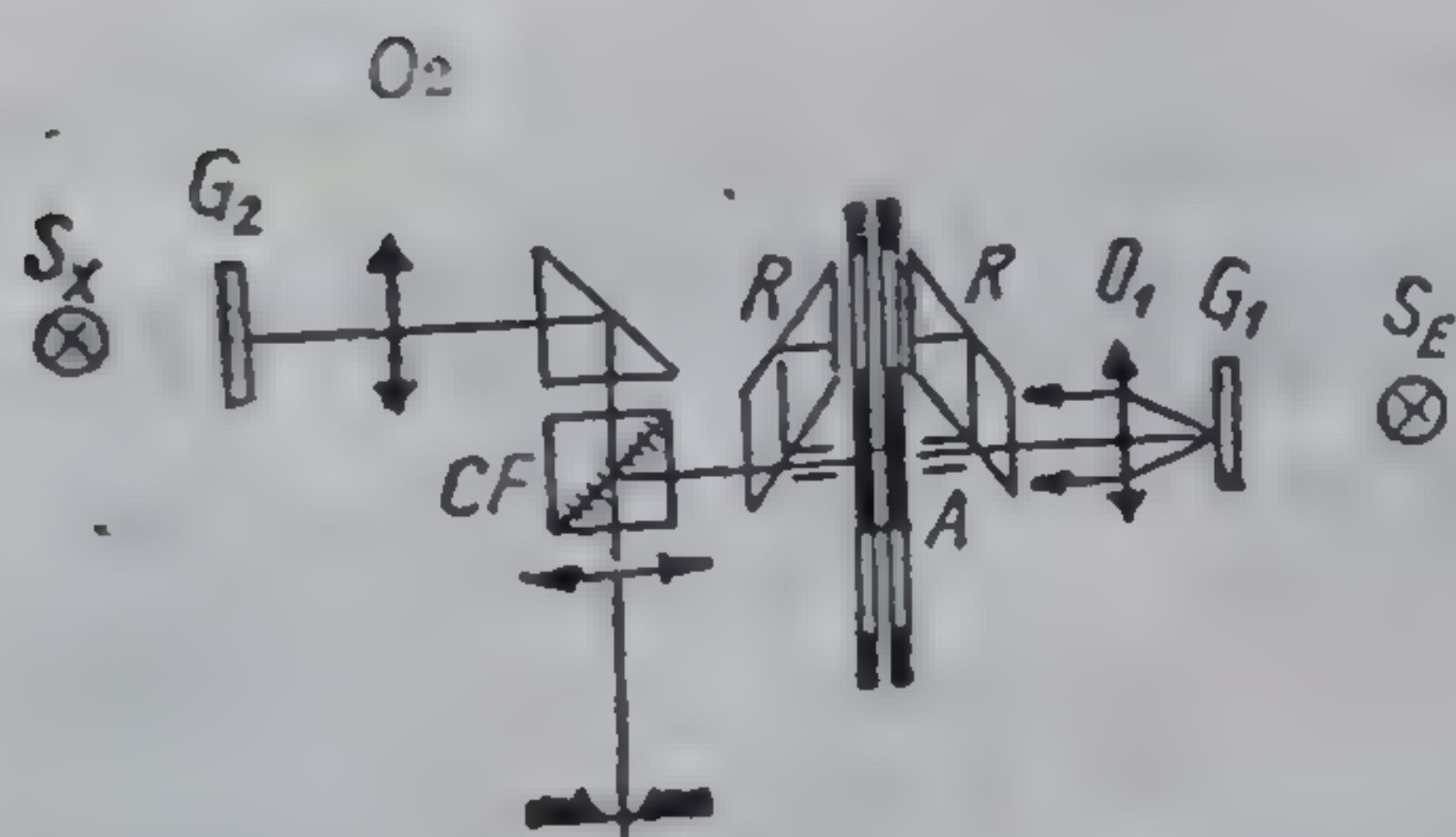


Fig. 6.127. Fotometru cu sector de tip Brodhun.

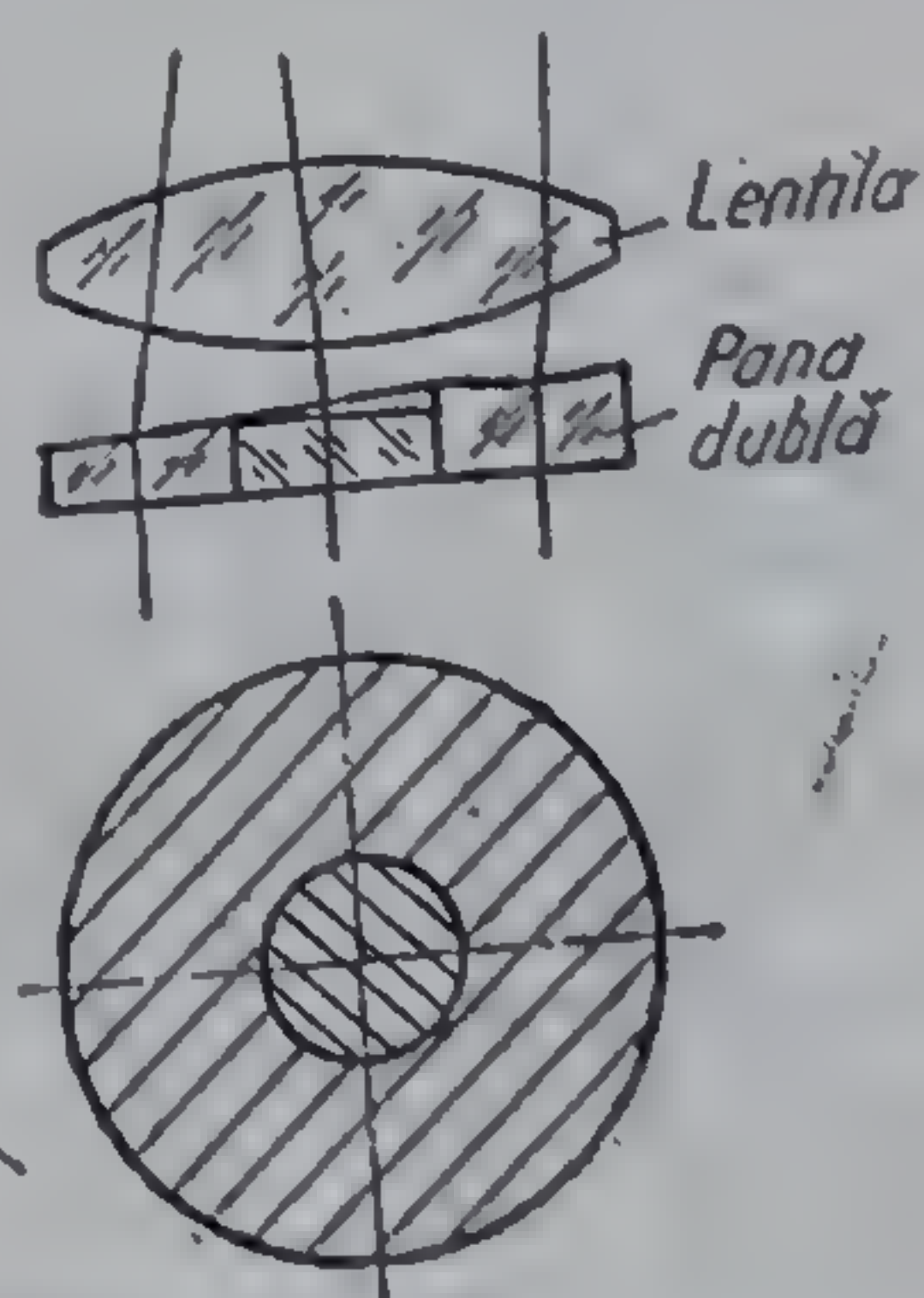


Fig. 6.128. Combinații de lentile cu pană dublă.

Se deosebesc: 1) pană neutră liniară și 2) pană neutră logaritmică. Direcția în care transmisia luminii scade poate fi: a) dreaptă sau b) circulară. În cazul a) pana este liniară, iar în al doilea circulară și se numește pană circulară. Panta penei indică mărimea cu care variază transmisia pe 1 cm și se numește constanta penei.

Practic, o pană se obține din două lame între care se introduce o substanță în formă de pană (substanță omogenă, neutră, gri). Constanta poate fi realizată prin unghiul penei (GOLDBERG).

La penele în trepte, intensitatea scade în trepte.

Ar fi de menționat microfotometrul vizual de tip Hartmann și cel de tip Fabry-Buisson.

Telefotometrul fotometrează lumina provenită de la surse depărtate prin sisteme lenticulare (teletuburi). La această grupă aparțin fotometrul Pulfrich sau fotometrul de buzunar. O construcție specială a telefotometrului este aparatul de tip Gelhöff-Schering. Este vorba de un fotometru polarizant fără suprafață de captare, adică sursa situată la o distanță suficient de mare de fotometru este proiectată în pupila ochiului. Ca câmp vizual servește un cub Lummer-Brodhun. Slăbirea fluxului de comparare se efectuează prin trei prisme Nicol situate una după alta. Prin reglarea în trepte a prisme Nicol mijlocii se obține o slăbire grosieră decadică.

Stereofotometrul funcționează pe principiul că trebuie să treacă un anumit timp pînă cînd excitația luminoasă pe retină se transformă în captare de luminozitate și că acest timp depinde de intensitatea luminii. Două izvoare sînt la fel de luminoase atunci cînd timpii dintre excitație și recepție sînt egali.

Fotometrul interferențial de tip Fuchs-Lummer funcționează cu franje de interferențe complementare în cele două cîmpuri produse cu ajutorul unui dispozitiv alcătuit din două prisme isoscel drepte, separate de o lamă plan-paralelă de aer. Minimele unui tablou de interferență corespund maximelor celuilalt tablou. Franjele dispar cînd cele două surse luminoase au aceeași luminozitate.

Fotometrele vizuale. Pentru măsurarea luminii colorate se folosesc fotometre spectrale și fotometre cu licărire.

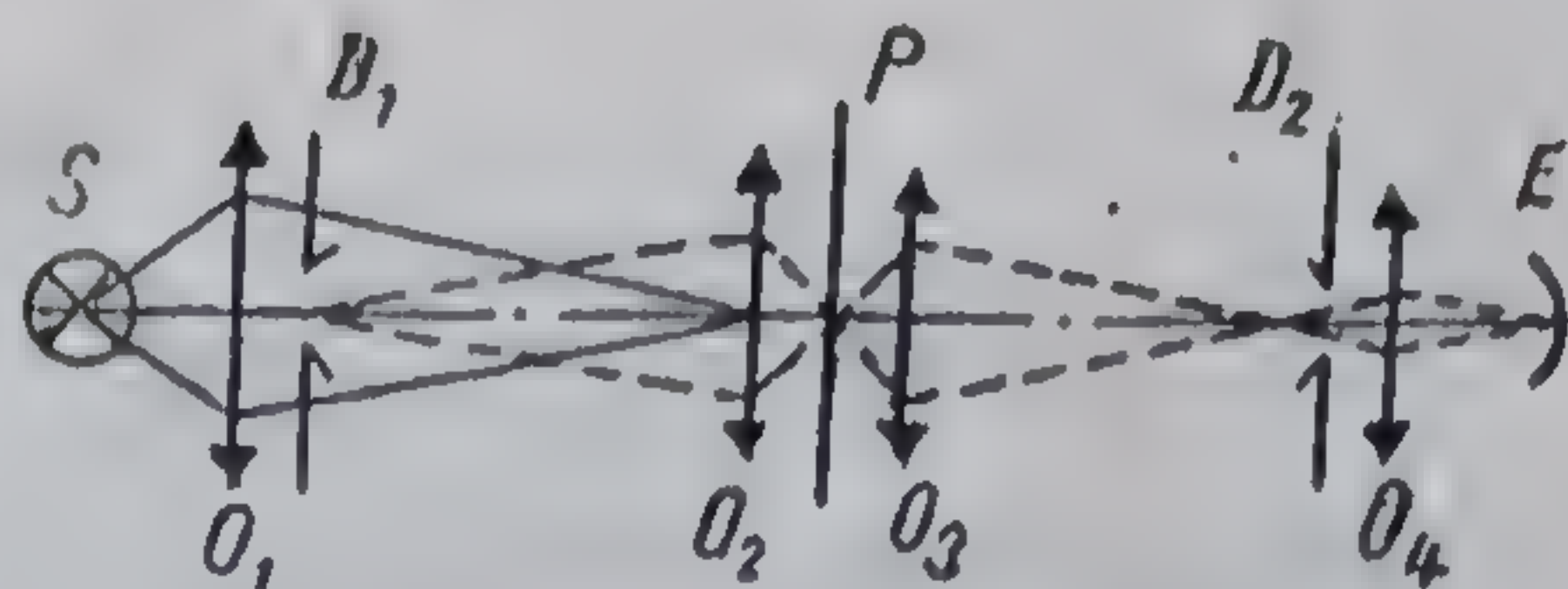
6.12.2. Fotometre fotoelectrice

La fotometrele fotoelectrice se folosesc receptoare de radiație (fotocelule, fotoelemente, fotorezistențe). Domeniul poate fi extins de la UV la IR. Se obține o precizie mai ridicată decît cu fotometrele vizuale.

Se deosebesc patru metode de măsurare diferite: devierii (balansării), compensării, substituției și alternării (v. tabelul 6.7).

După metoda devierii lucrează microfotometrele. Ele servesc la măsurarea înnegrii suprafețelor mici pe plăcile fotometrice, în special fotografiilor spectrale și ale cerului (fotometre pentru linii spectrale) și au în principiu schema din fig. 6.129. Sursa S este proiectată de sistemul O_1 în obiectivul de microscop O_2 , obiectiv care formează imaginea diafragmei D_1 pe placa fotografică P . Obiectivul O_3 formează poziția plăcii P pe diafragma D_2 și lentila O_4 proiectează diafragma D_2 și imaginea P' pe fotocelula E . Dacă

Fig. 6.129. Microfotometru fotoelectric.



microfotometrul se folosește pentru evaluarea spectrelor, diafragmele D_1 și D_2 sînt fante; pentru evaluarea fotografiilor stelelor se folosesc diafragme iris.

Fotocurentul este indicat de un galvanometru și se citesc pe scări potrivite în formă de înnegri sau transparențe, înnegrirea fiind definită prin $s = \log (I_0/I) = 1 \dots 2$.

Prin construcția unui dispozitiv de înregistrare se poate desena pe hîrtie sau fotografia curba de înnegrire a plăcii. Cu diferite rapoarte de transmitere se realizează diferite mărimi sau desene (v. microfotometrul). După metoda devierii funcționează și luxmetrul. Fotocurentul emis de un fotoelement se măsoară cu un galvanometru etalonat în luxi. Prin introducerea unor filtre potrivite se poate adapta sensibilitatea spectrală a fotoelementului la curba de sensibilitate a ochiului.

Principalele fotometre fotoelectrice: a. *Fotometrul cu flacără* (fig. 6.130) este un aparat cu un singur fascicul care funcționează pe principiul devierii. Din spectrul flăcării S , în care se pulverizează proba, filtrul F_i selectează liniile Na, Ca, K, Li. Fluxul de radiații este transformat de receptorul R (element de Seniu cu strat de baraj) în curent electric ce poate fi măsurat cu galvanometrul G . Sensibilitatea se modifică cu diafragma iris D . Pentru obturarea fascicului se folosește obturatorul O .

b. *Fotometrul spectral* (fig. 6.131) este un aparat tot cu un singur fascicul, dar care funcționează pe principiul compensării. Se folosește în domeniile UV și V . Monocromatorul este de tip Littrow cu prisma P_a din cuarț. Curentul emis de fotoreceptorul R trece printr-o rezistență și căderea de tensiune este compensată electric cu o contratensiune. Indicația zero este dată de un galvanometru G (indicator de nul) sau de un electrometru amplificator. În calea fluxului de radiații se introduce cuva cu proba de măsurat și cuva de referință Q .

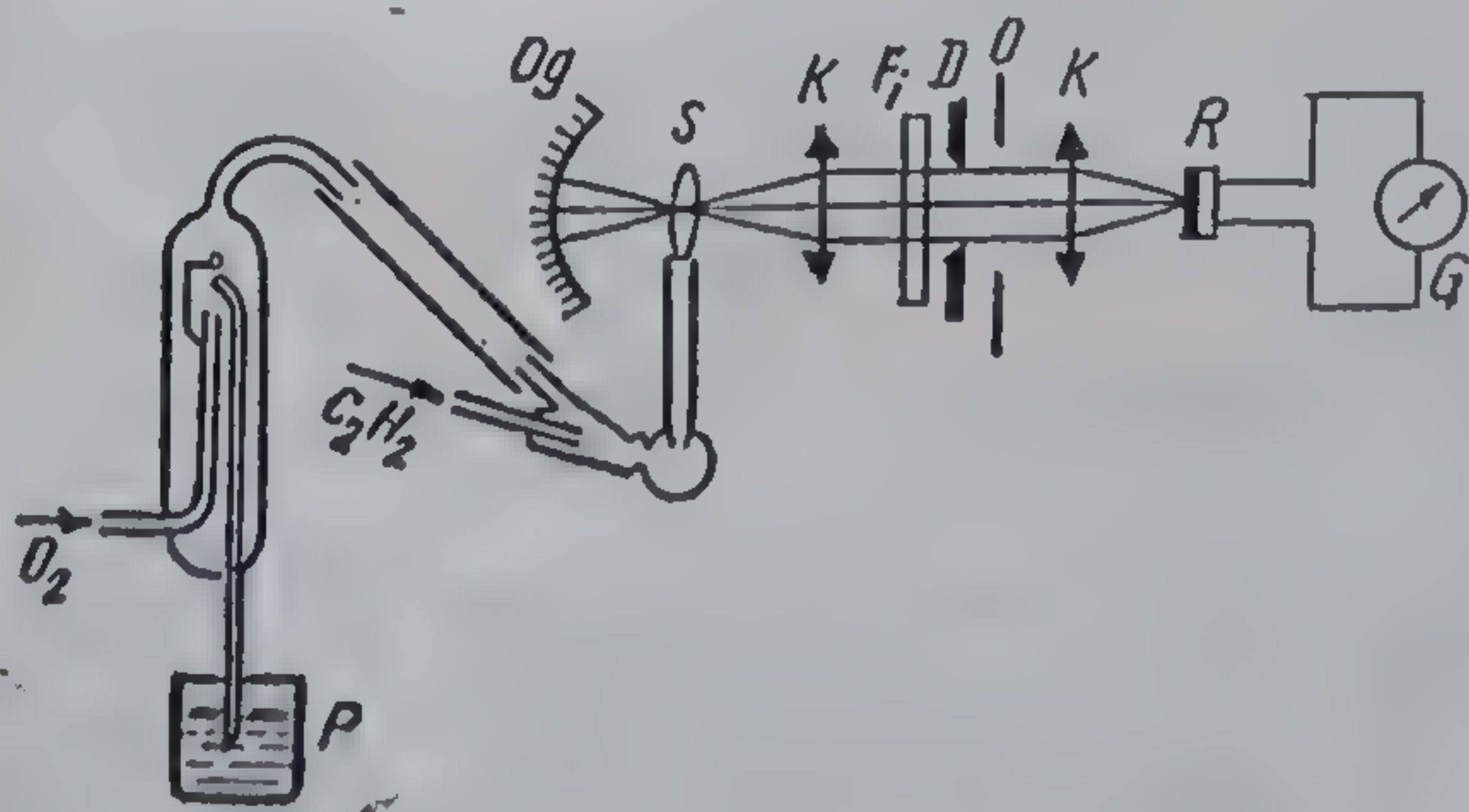


Fig. 6.130. Fotometrul cu flacără

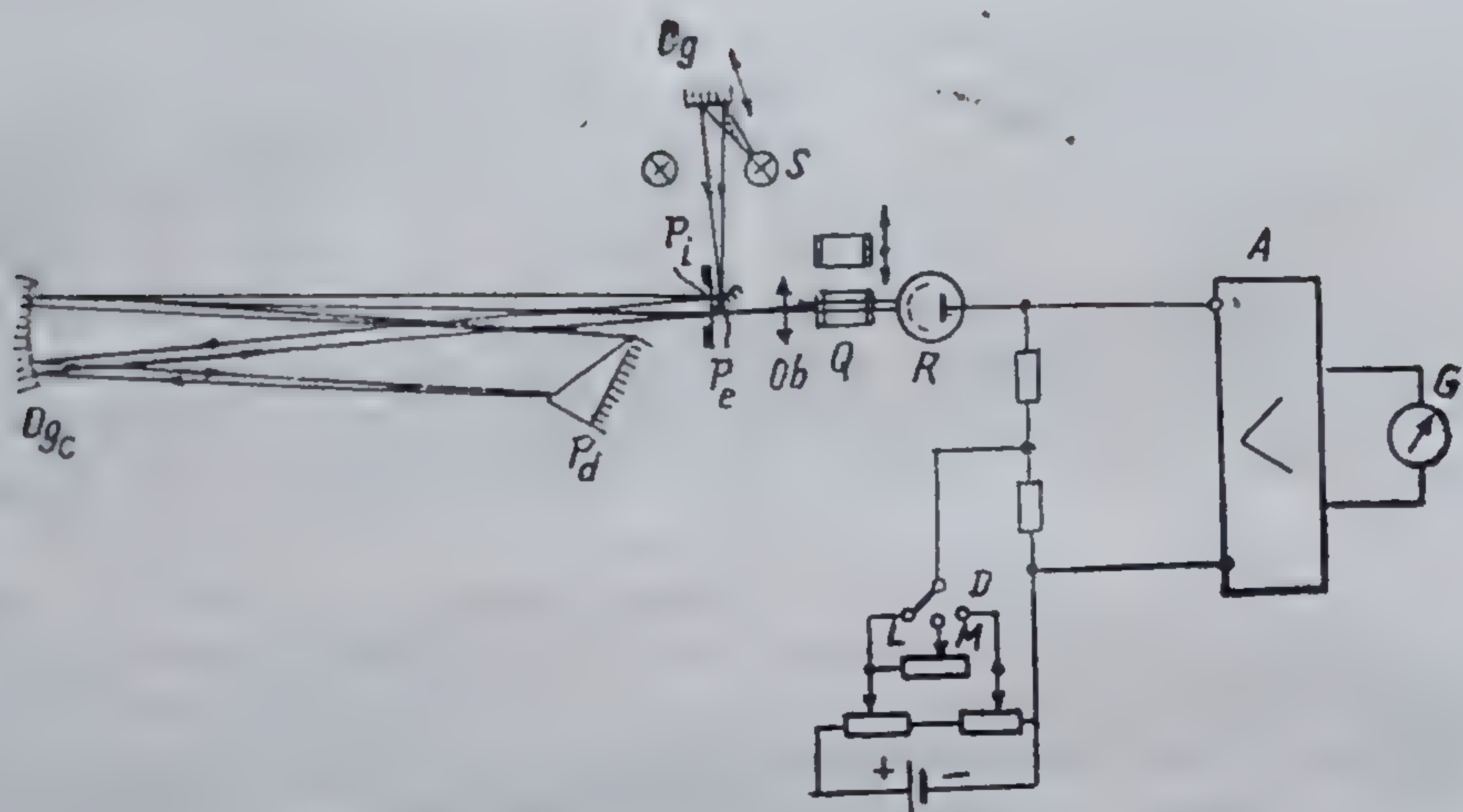


Fig. 6.131. Fotometrul spectral.

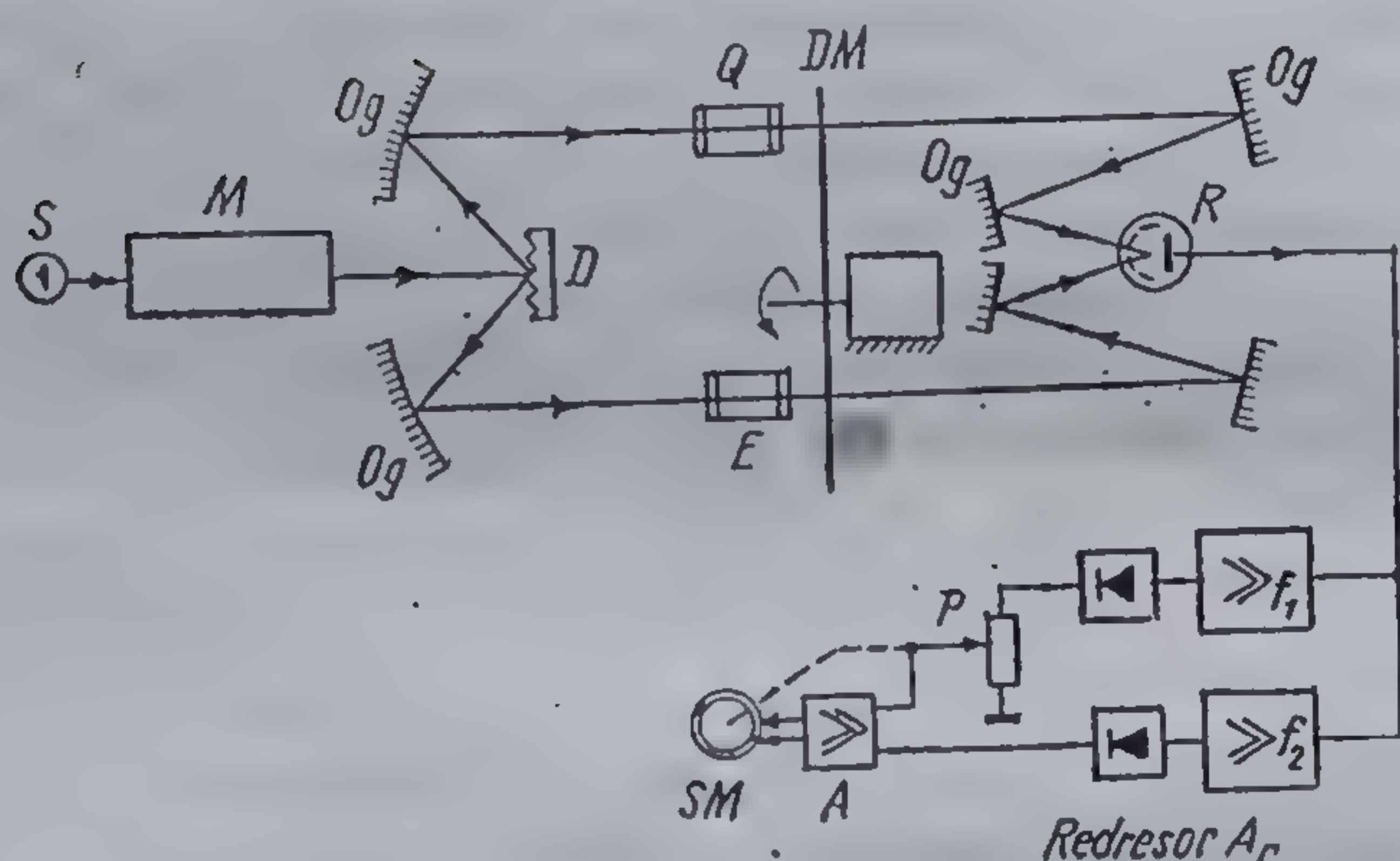


Fig. 6.132. Fotometrul înregistrator cu fotomultiplicator.

c. *Fotometrul spectral înregistrator cu fotomultiplicator* (fig. 6.132) este un aparat cu două fascicule. Fluxul emis de monocromatorul M este divizat, de divizorul D (rețea de difracție) în două fascicule care sînt modulate cu discul DM (în formă de sector de cerc), astfel încît cele două oscilații să nu fie armonice. După ce străbat probele, fasciculele sînt reunite pe fotomultiplicatorul R . Semnalul emis de R ajunge în două amplificatoare de rezonanță A_r , acordate la cele două frecvențe. Tensiunile sînt redresate și comparate automat cu potențiometrul P și servomotorul SM . Rezultă factorul de transmisie τ . Semnalul de comparare se menține constant pentru tot domeniul lungimilor de undă care se studiază.

d. *Fotometrul spectral înregistrator pentru infraroșu* (fig. 6.133) funcționează cu două fascicule, pe principiul iluminării alternative și compensării optice. Cele două fascicule trec prin proba de măsurat Q și proba etalon E . În fasciculul de comparare (de referință) se află o diafragmă de măsurare D_m în formă de pieptene. Cu oglinda rotativă O_{gr} , în formă de sector de cerc, cele două fascicule trec prin monocromator și ajung alternativ pe fotore-

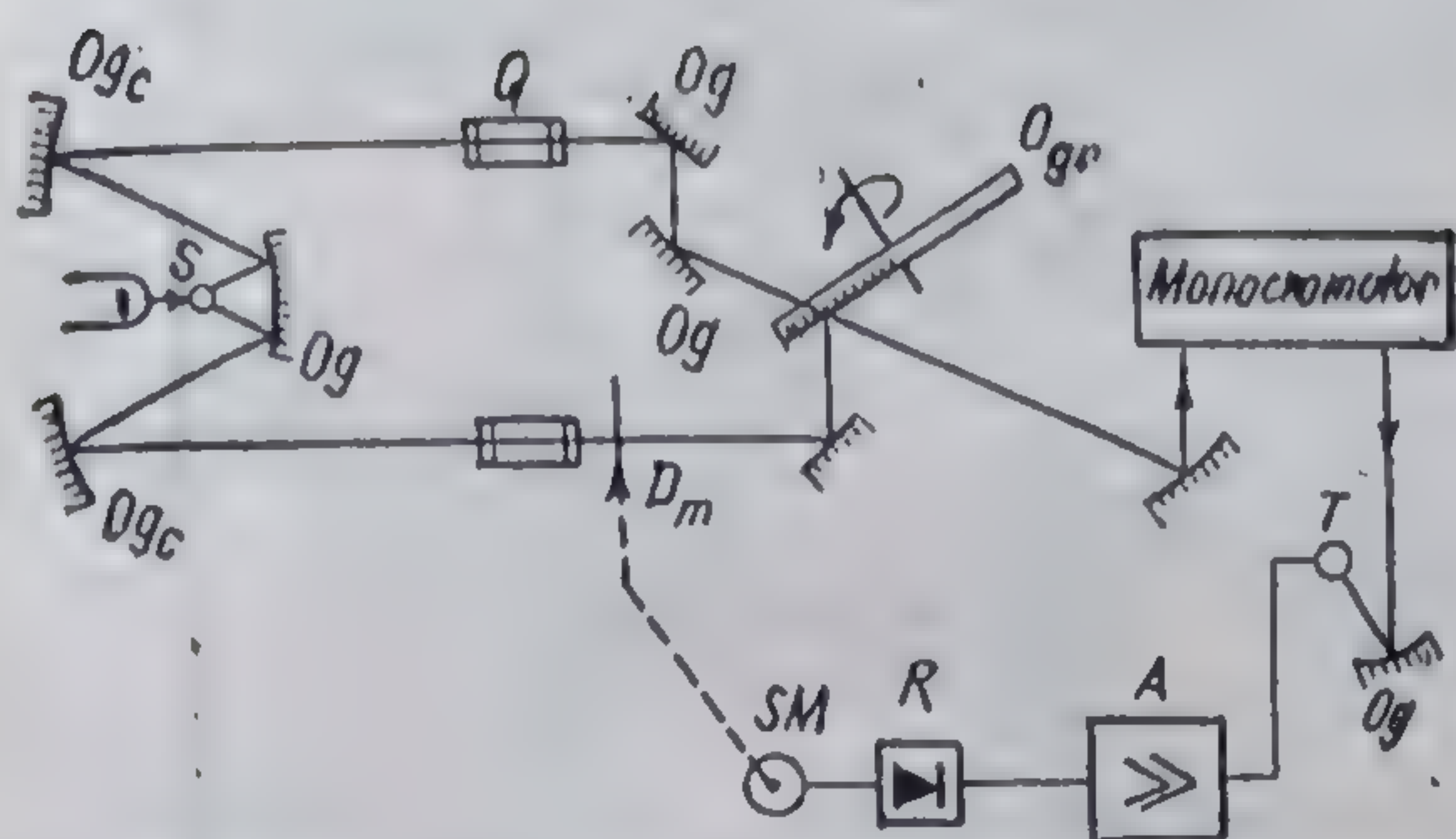


Fig. 6.133. Fotometrul spectral înregistrator pentru IR.

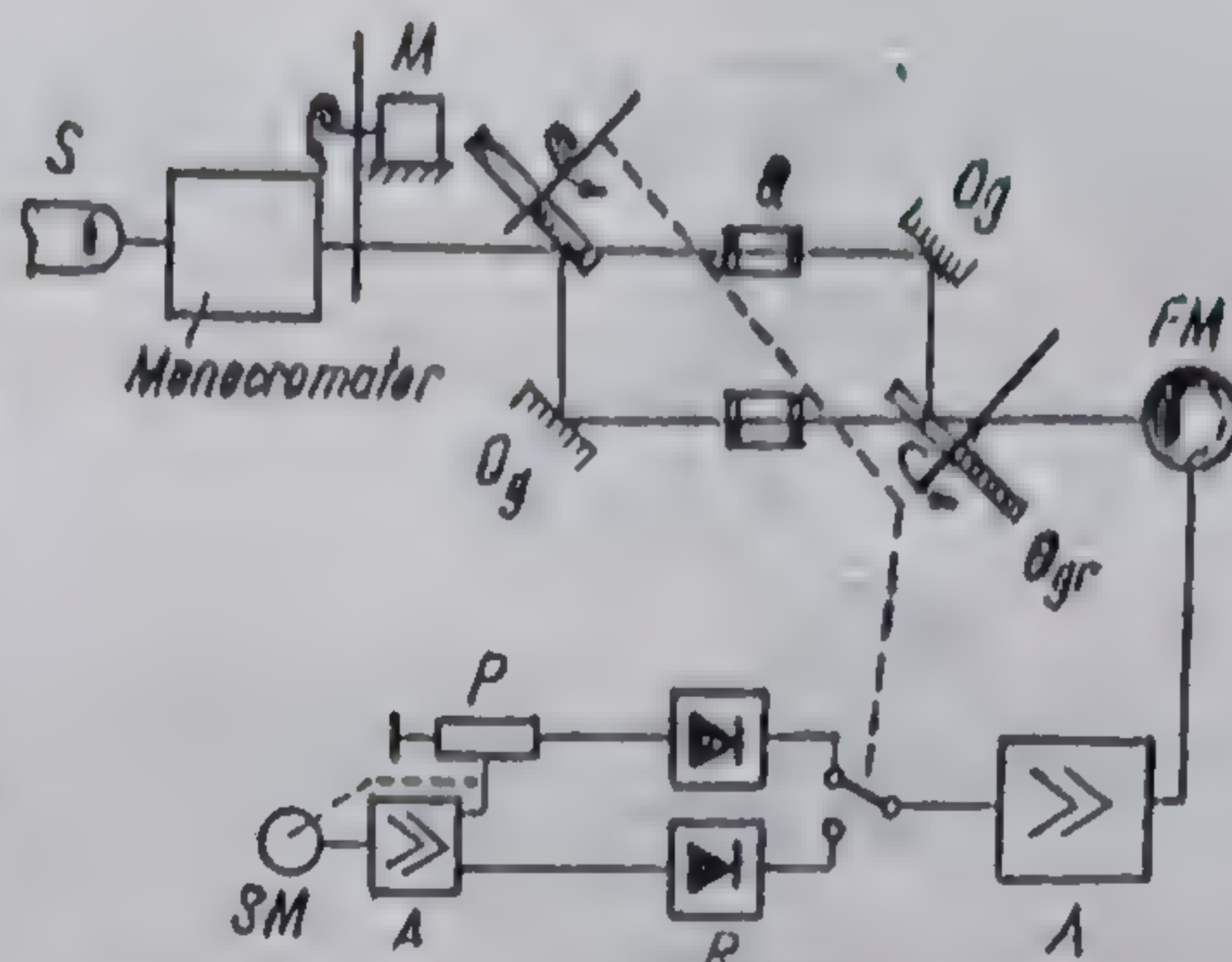


Fig. 6.134. Fotometru spectral înregistrator cu fotomultiplicator.

ceptorul de infraroșu (termoelementul) T . Frecvența de modulare este de circa 10...15 Hz. Semnalul fotoreceptorului dispare atunci când mărimea diafragmei corespunde absorbției probei de măsurat Q . Compensarea se realizează automat de servomotorul SM . Faza este dată de un traductor de fază electromecanic pe axa oglinzii rotitoare O_{gr} .

Diafragma D_m este reglabilă după program astfel încât fluxul să nu depindă de lungimea de undă.

e. *Fotometrul spectral înregistrator cu fotomultiplicator* (fig. 6.134) funcționează tot cu două fascicule, cu formarea electrică a raportului fluxurilor comparate. Fluxul ce iese din monocromator este modulată cu frecvența purtătoare de circa 450 Hz și trece alternativ prin cele două probe cu frecvența de 25 Hz, dată de oglinda rotitoare O_{gr} , în formă de sector. Cele două fascicule de măsurare Q și de referință se reunesc pe catodul fotomultiplicatorului FM . Tensiunile emise de FM sînt amplificate de amplificatorul A și redresate de cele două redresoare R . Între cele două tensiuni stabilite cu potențiometrul P și servomotorul SM se formează raportul care reprezintă factorul de transmisie.

6.12.3. Microfotometre

a. *Microfotometrul* (fig. 6.135) este un fotometru conectat cu un microscop. În figură se indică schema aparatului MPV fabricat de firma Leitz. Micropreparatul este iluminat cu monocromatorul cu oglindă și fante aliniate.

Imaginea diafragmei de măsurare D_m (reglabilă) se suprapune cu imaginea obiectului. Filtrele interferențiale F_i servesc pentru limitarea domeniilor spectrale. Pupila de ieșire a ocularului se formează pe fotocatodul fotomultiplicatorului FM . Difuzorul D , alcătuit din micropisme, asigură iluminarea unei suprafețe mari a fotocatodului. Microfotometrul servește la determinarea absorbției, factorului de reflexie, diferenței de fază etc. necesare în diferite domenii de activitate (histologie, metalografie, criminalistică).

b. *Microfotometrul ASCOPIS* (fig. 6.136). Fluxul luminos emis de sursa S_1 este divizat de lama L_a în fasciculul de măsurare F_m și fasciculul de referință F_r , care este transmis prin fibre optice la fotoreceptorul R_1 și

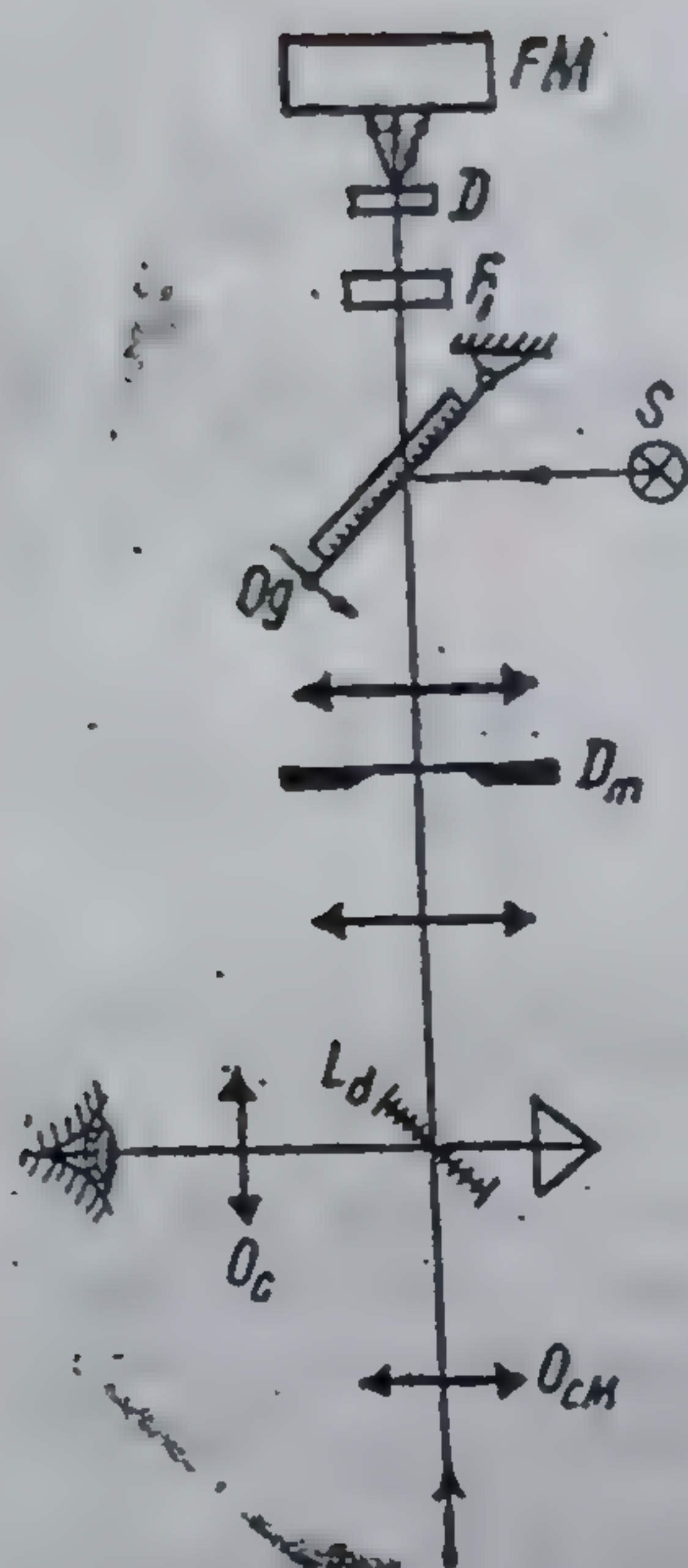


Fig. 6.135. Microfotometrul MPV (Leitz).

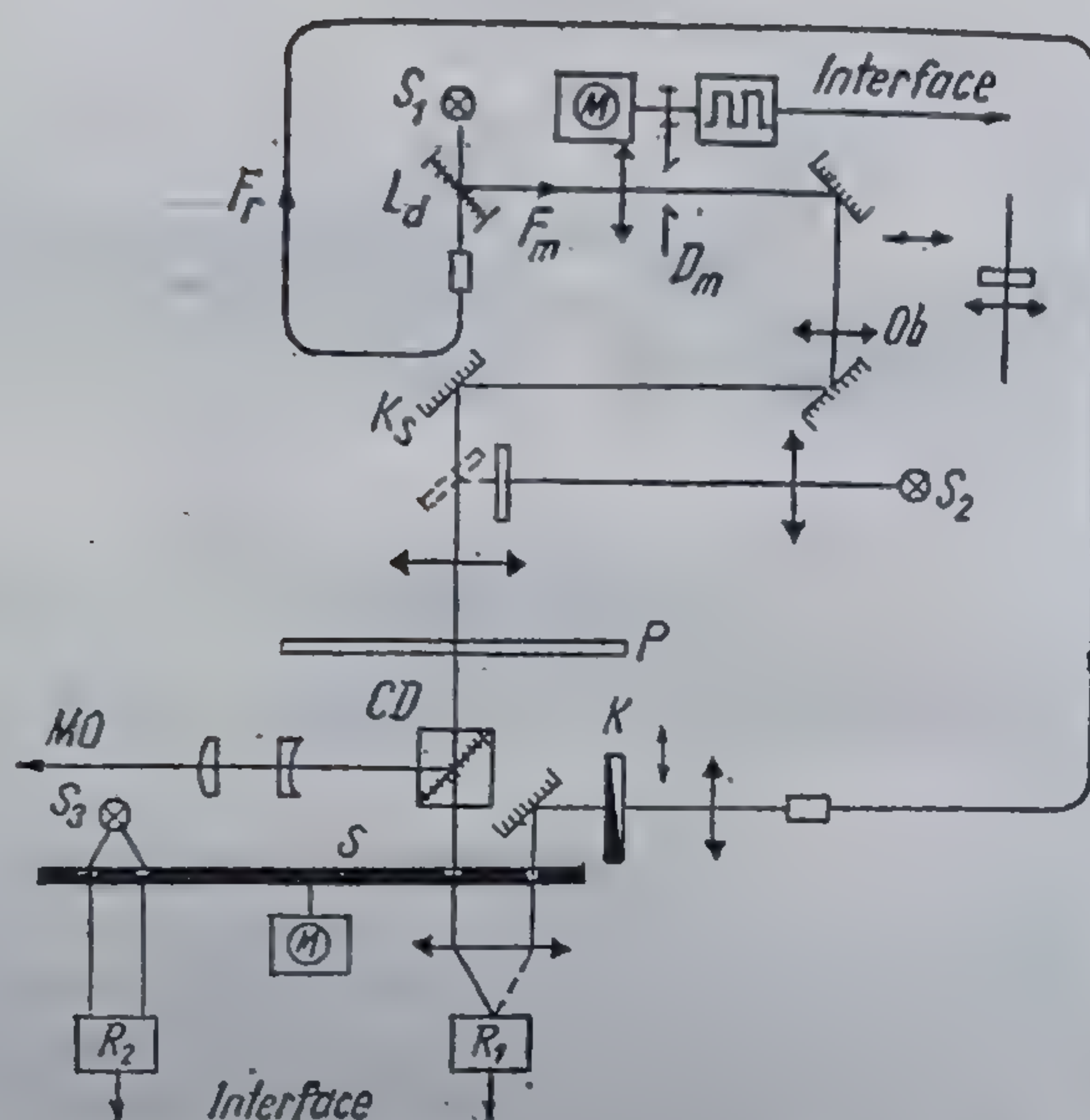


Fig. 6.136. Microfotometrul Ascopis.

apoi la traductorul incremental T , care comandă închiderea și deschiderea diafragmei de măsurare D_m după ce trece prin pana K și sectorul de modulare S . Fasciculul de măsurare F_m trece prin diafragma de măsurare de tip iris D_m , acționată de motorul M , prin obiectivul O_b , fotoplaca P și cubul divizor CD , unde este divizat și orientat spre fotoreceptorul R_1 și spre microscopul de observare MO . Sursa S_2 servește pentru iluminarea unui câmp obiect $2v = 6 \text{ mm}$, iar fotoreceptorul R_2 de realizarea impulsurilor de tact și de sincronizare.

6.13. Spectrofotometre

Spectrofotometrul reprezintă o combinație dintr-un aparat spectral și un fotometru pentru determinarea distribuției radiației. Spectrofotometrele pot fi vizuale și fizice.

6.13.1. Spectrofotometre vizuale

La fotometrul König-Martens (fig. 6.137, a, b) instalațiile fotometrice corespund celor ale fotometrelor de polarizare după Martens cu două fante F_1 și F_2 (v. fotometrele vizuale). În calea fasciculului se află prisma disper-

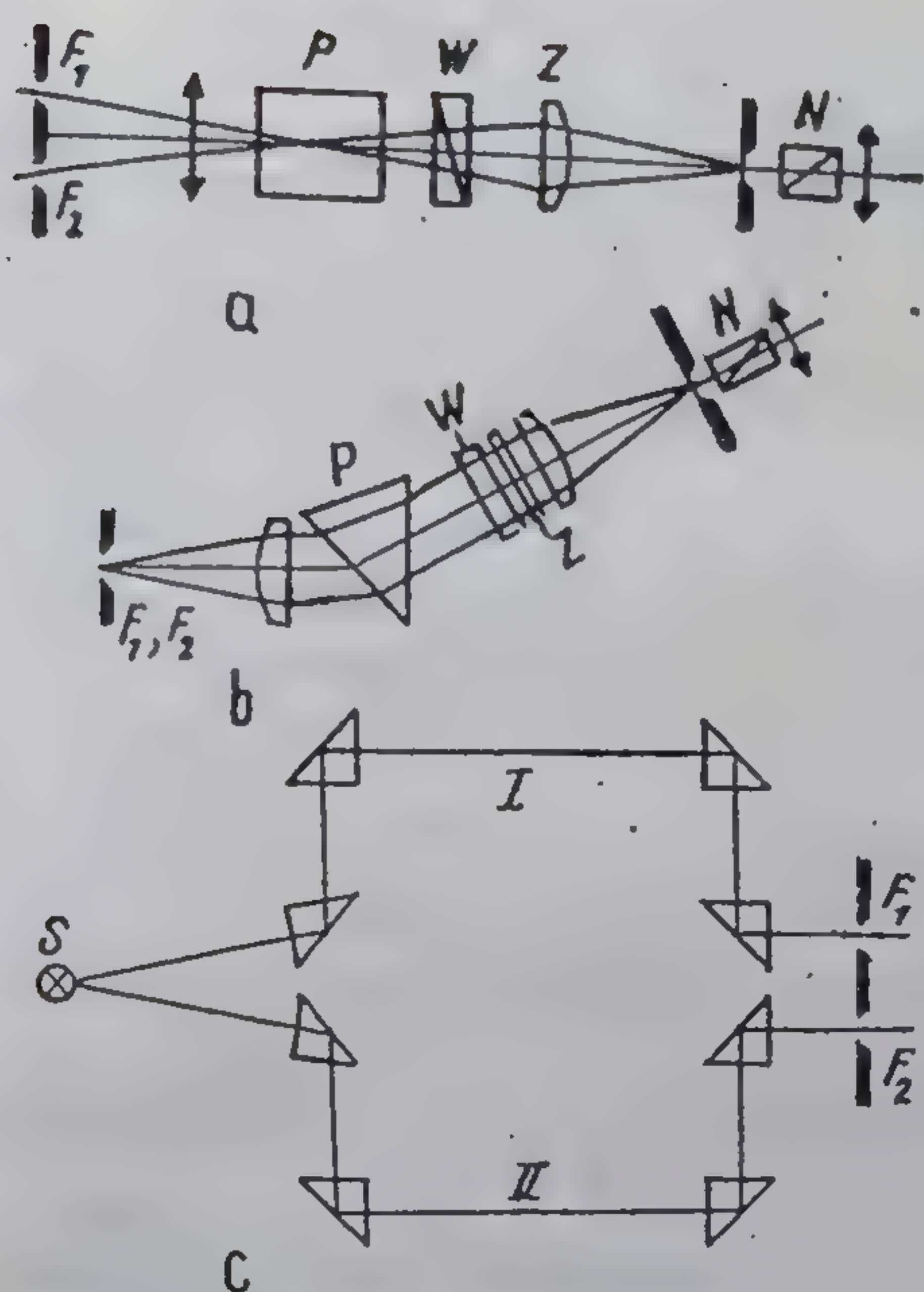


Fig. 6.137. Spectrofotometrul vizual König-Martens:

a — secțiune orizontală; b — secțiune verticală; c — schema pentru măsurarea absorbției și reflexiei.

sivă P situată în fața polarizorului în formă de prismă Wollaston (IV). Ochiul acomodat pe prisma dublă z vede cele două câmpuri de comparare în lumină polarizată perpendicular și monocromatică și prin rotirea unui Nicol (N), care funcționează ca analizator, se reglează intensitatea. Cu ajutorul unui dispozitiv de iluminare special cu fasciculele I și II aparatul poate fi utilizat pentru măsurări de absorbție și reflexie (fig. 6.137, c).

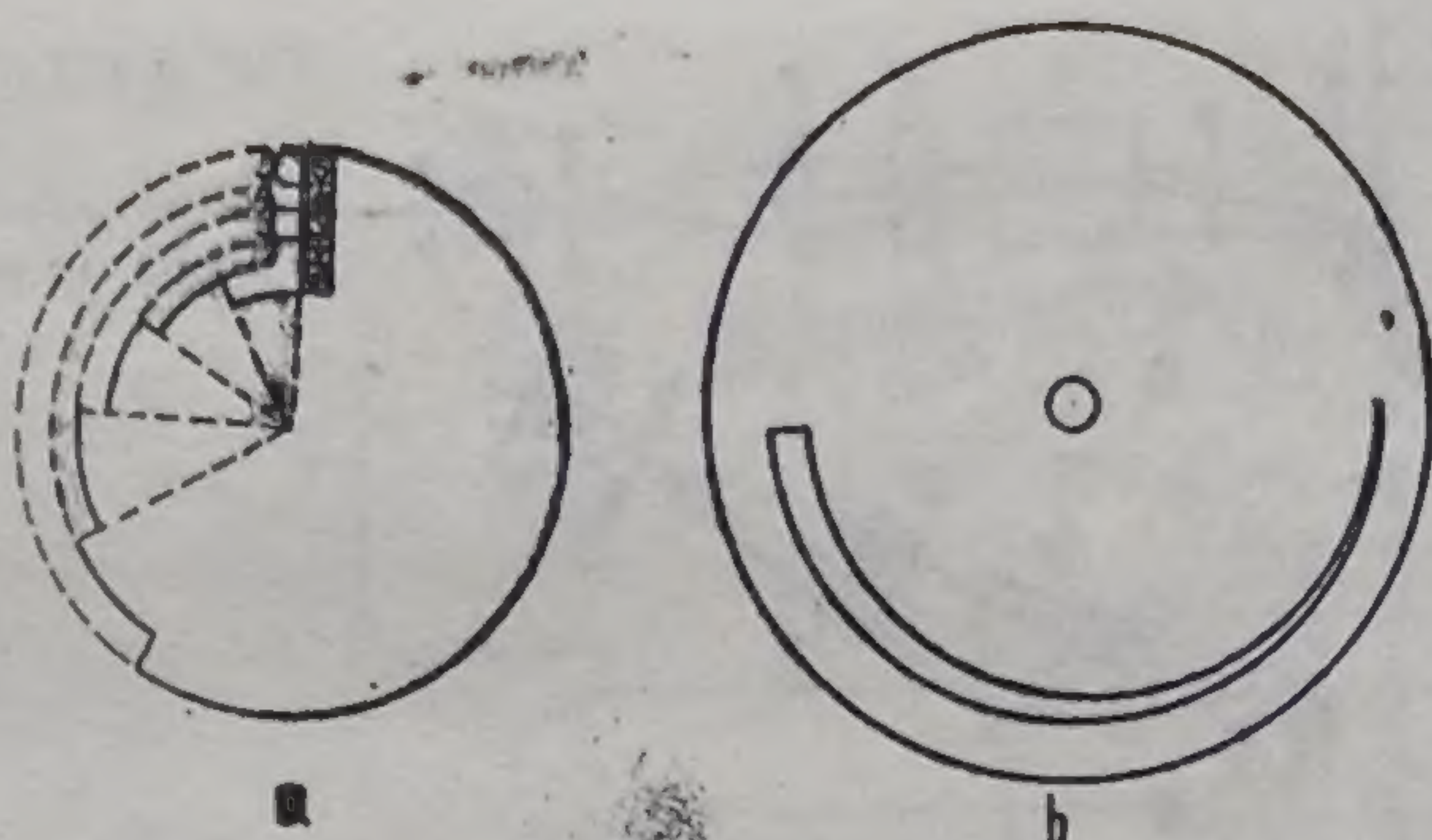
a. *Spectrofotometrul Scheibe* constă dintr-un spectroscop cu prisme cu deviația constantă $D = 90^\circ$, a cărei lunetă de observare pentru cercetarea cantitativă, în special pentru analiza spectrală a metalelor, poate fi înlocuită printr-un fotometru. Acesta conține o prismă de polarizare Wollaston care produce, din aceeași sursă, două spectre polarizate perpendicular. Prin rotirea prisme Wollaston spectrele pot fi depărtate unul de altul până când cele două linii spectrale se aduc în coincidență. După ocular se află un analizator. Aducând cele două linii la aceeași luminozitate prin rotirea analizorului, se poate obține, din unghiul de rotire, raportul intensităților: $I_1/I_2 = \tan^2 \varphi$.

La spectrofotometre după Lummer-Brodhun, lumina provenită de la cele două surse de comparare ajunge în fantele de intrare a două colimatoare perpendiculare, în cubul fotometric și prisma dispersivă și apoi în fanta de ieșire a lunetei, unde iau naștere două spectre. Se acomodează pe cubul fotometric și se văd suprafețele de comparare în lumină monocromatică.

Egalizarea luminozităților se realizează fie prin variația lățimii fantei, fie prin slăbirea luminii cu ajutorul unui sector cu deschideri unghiulare diferite (în trepte), care se rotește peste o fantă S pentru timpii de expunere

Fig. 6.138. Sectoare pentru variația intensității:

- a — cu deschideri unghiulare;
- b — cu fantă logaritmică.



diferiți (fig. 6.138, a), sau cu limitare logaritmică (fig. 6.138, b). Diferența lungimilor a două linii spectrale este $l_1 - l_2 = A \lg(I_1/I_2)$, I fiind intensitatea.

b. *Spectrofotometrul Brace* reprezintă o îmbunătățire prin reunirea cubului fotometric cu prisma deviatoare.

c. *Spectrofotometrul Eitner* este prevăzut cu o prismă și un geam opal de pe care cele două fascicule ajung în fanta spectrometrului. În focarul imagine al obiectivului lunetei spectrometrului iau naștere două spectre paralele, verticale și separate net. O fantă ocular diafragmează din spectre regiuni înguste. Reglarea pe egalitatea luminozităților are loc prin variația distanței pînă la sursa măsurand.

6.13.2. Spectrofotometre fizice

La aceste aparate, ochiul este înlocuit cu un receptor fizic. Dacă receptorul este fotoelectric, spectrofotometrul este electroluminos.

Spectrofotometrele fizice constau în general dintr-un dispozitiv de iluminare, un monocromator și un dispozitiv electronic de reglare și de înregistrare. Cea mai mare importanță o au în ultimul timp spectrofotometrele pentru infraroșu IR , folosite, mai ales, în chimie, pentru spectre de absorbție în IR ale substanțelor gazoase, lichide sau solide, pînă la $\lambda = 25 \mu m$, complet automat și cu mare rezoluție.

Construcția unui spectrofotometru pentru IR este arătată în fig. 6.139

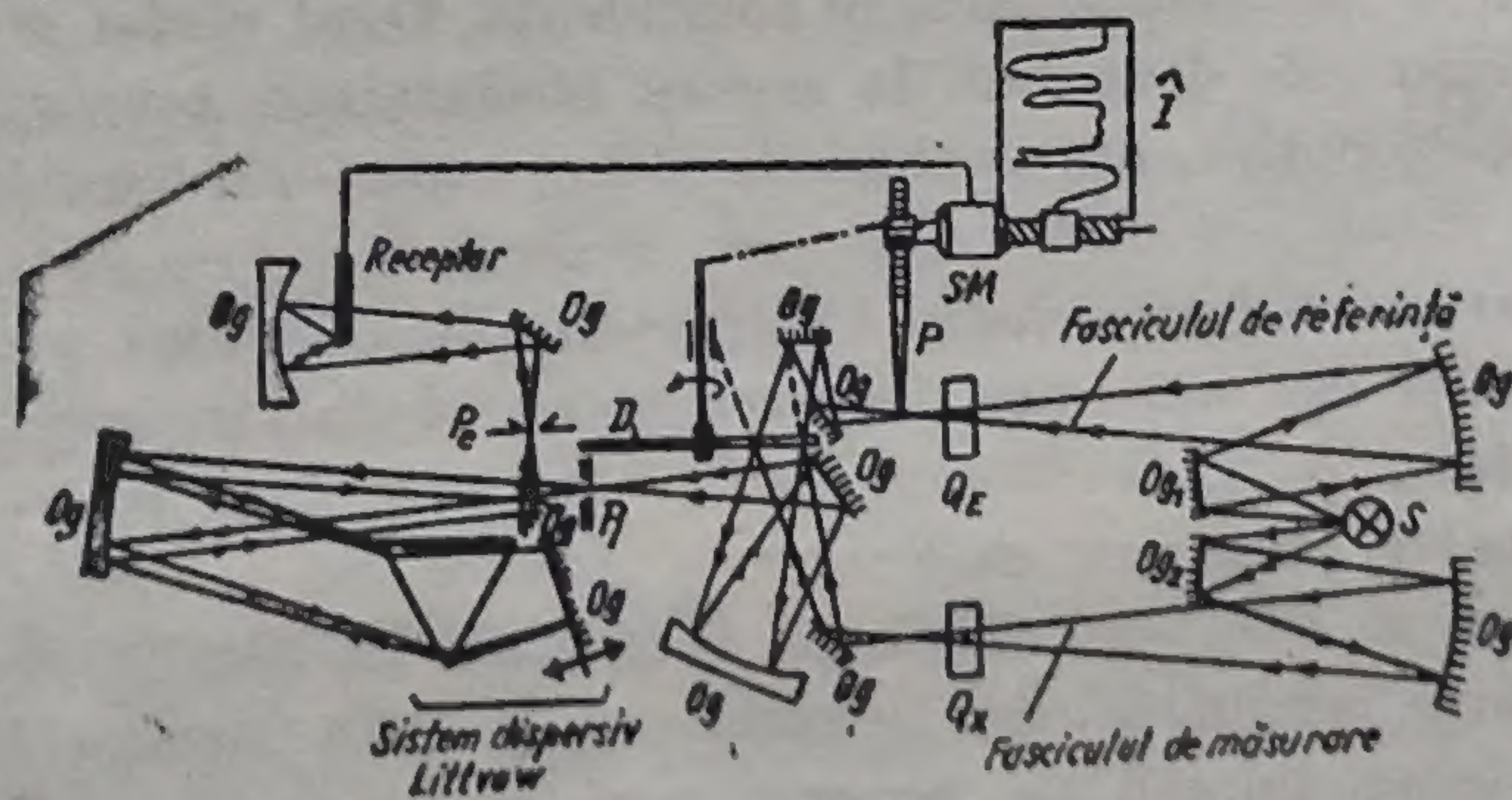


Fig. 6.139. Spectrofotometru pentru IR .

Prin rotirea discului D , care are jumătate din arie oglindă, cele două fascicule se reunesc și se întrerup simultan, așa că fotocurentul emis de receptorul R este curent continuu numai atunci când pierderile de lumină ale celor două fascicule sînt egale. Dacă proba de cercetare Q_x absoarbe, la o anumită lungime de undă λ , obținută cu sistemul dispersiv de tip Littrow, mai mult decît proba etalon Q_E , atunci receptorul R emite un curent alternativ care este amplificat pentru a comanda un servomotor SM care, la rîndul său, împinge o pană P în fasciculul de referință pînă cînd slăbirea luminii este aceeași în ambele fascicule.

Deoarece poziția penei P reprezintă o măsură pentru slăbirea luminii, se cuplează dispozitivul de înregistrare I cu pana P .

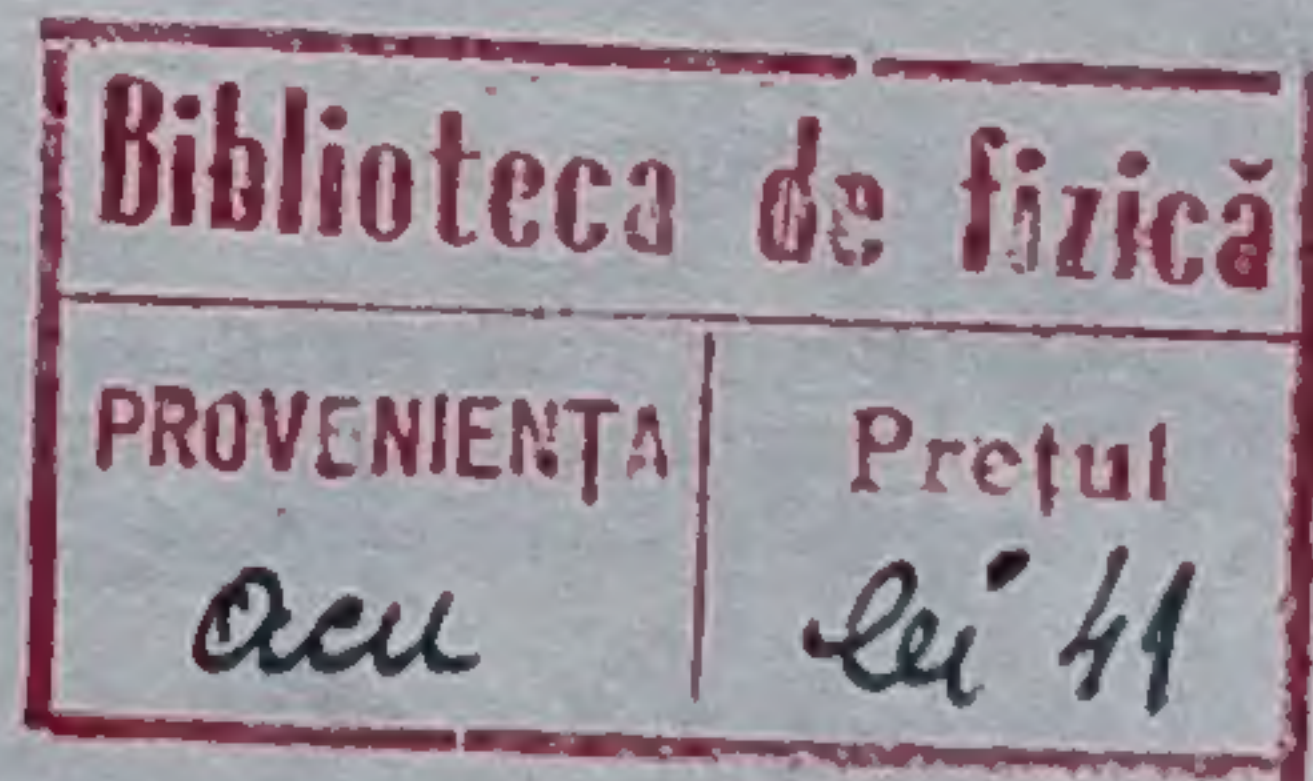
Dispozitivul de rotire a discului — oglindă D este cuplat cu mecanismul de antrenare a hîrtiei de înregistrare, așa că se înregistrează automat transmisia spectrală a probei Q_x .

Există spectrofotometre spectrale fizice pentru V și UV . Acestea folosesc, ca surse lămpi cu bandă de Wolfram, lămpi cu Xenon sau cu Hidrogen, în timp ce ca receptoare se folosesc fotocelule sau fotomultiplicatoare.

Bibliografie selectivă

1. BEGUNOV B. H., ZAKAZNOV H. P. Teoria opticeskih sistem, Maşinostroenie, Moskva 1973.
2. BEREK M. Grundlagen der praktischen optik. Analyse und Synthese optischer Systeme. Walter de Gruyter & Co., Berlin, 1970.
3. BERGMANN L., SCHAEFER CL. Lehrbuch der Experimentalphysik, Band II. Verlag Walter der Gruyter & Co, Berlin 1962.
4. BEYER, H. Handbuch der Mikroskopie. VEB Verlag Technik Berlin, 1973.
5. BOEGEHOLD H. Das optisches System des Mikroskops. VEB Verlag Technik Berlin, 1959.
6. BORN M., WOLF E. Principles of Optics. Pergamon Press, New York, 1959.
7. BRĂTESCU G. G. Optica EDP, Bucureşti, 1982.
8. BRUHAT G. Cours d'Optique a l'usage de lienseignement superieur. Masson & C^{ie}, Editeurs, Paris, 1935.
9. BURCHER, J. Les Combinaisons OptiquePratique des Calculs. Masson & C^{ie}, Editeurs, 1967.
10. CHRÉTIN H. Calcul des Combinaisons Optiques. Ed. Revue d'Optique Paris, 1959.
11. CIURILOVSKI V. N. Teoria opticeskih priborov. Maşinostroenie, Moskva, 1966.
12. CLAUSSEN H. C. Handbuch der Physik 29 (1967).
13. CONSTANTINESCU P. Bazele construcţiei şi proiectării aparaturii artileristice. Vol. I. Bazele proiectării aparaturii afocale. Litografia Academiei Militare, Bucureşti, 1970.
14. DEUMLICH F. Instrumentenkunde der Vermessungstechnik. VEB Verlag für Bauwesen Berlin, 1974.
15. DODOC P. Calculul şi construcţia aparatelor optice vol. I, Litografia I.P.B., 1974. vol. II, Litografia IPB, 1975.
16. DODOC P. Metode şi mijloace de măsurare moderne în mecanica fină şi construcţia de maşini, Editura Tehnică Bucureşti, 1978.
17. DODOC P. Utilaje şi aparatură de mecanică fină şi optică. E.D.P., Bucureşti, 1978.
18. DODOC P. Metrologie generală, E.D.P., Bucureşti, 1979,
19. DODOC P. Utilajul şi tehnologia mecanicii fine şi opticii. E.D.P., Bucureşti, 1980.
20. DODOC P. Teoria şi construcţia sistemelor optice. Editura Tehnică, Bucureşti, 1983.
21. DODOC P. Calculul şi construcţia aparatelor optice, E.D.P. Bucureşti, 1983.

22. FISCHER H. ș.a. Taschenbuch Feingerätetechnik, Band 1, VEB Verlag Technik Berlin, 1968.
23. FLÜGGE J. Das Photographische Objektiv. Springer-Verlag, Wien, 1955.
24. FLÜGGE S. Handbuch der Physik, Band XXIX, Optische Instrumente. Springer-Verlag, Berlin, 1967.
25. GLATZEL E. Ein neues Verfahren zur automatischen Korrektur optischer Systeme mit elektronischen Rechenmaschinen. Optik, Bd. 18, 1961, Nr. 10/11, 577–580.
26. GRAMATZKI H. I. Probleme der konstruktiven Optik und ihre mathematischen Hilfsmittel. Akademie-Verlag, Berlin, 1957.
27. GRIMSEHL Lehrbuch der Physik. Dritter Band Optik. BSB, B. G. Teubner Verlagsgesellschaft, Leipzig, 1969.
28. HAFERKORN H. Bewertung optischer Systeme. VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1986.
29. HANSEN F. Justierung. Eine Einführung in das Wesen der Justierung von technischen Gebilden. VEB Verlag Technik Berlin, 1965.
30. HAVLICEK F. I. Einführung in das Korrigieren optischer Systeme. Wissenschaftliche Verlagsgesellschaft MBH Stuttgart, 1960.
31. IANCU IOVA, Elemente de optică aplicată. Editura științifică și enciclopedică, București, 1977.
32. ILIESCU L. Elemente constructive și ansambluri optice. Editura Tehnică București, 1977.
33. KIRCHHOF G. Untersuchung des Existenzbereich des Triplets im Seidelschen Gebiet. Dissertation, 1957, TU Berlin.
34. KÖNIG A., KÖHLER H. Die Fernrohre und Entfernungsmesser. 3. Auflage. Berlin, Göttingen, Heidelberg, Springer-Verlag, 1959.
35. KROSS J. Vergleichende Darstellung automatischer Korrektionsverfahren, Optik, 25, 1967, 51–59.
36. KROSS J. Typenkunde optischer Systeme unter besonderer Berücksichtigung symmetrischer Objektive, Dissertation TU Berlin, 1967.
37. MICHEL K. Die Mikrophotographie. Springer-Verlag, Wien, 1957.
38. MOISIL C. G., CURATU E. Optică. Teorie și aplicații. Editura Tehnică, București, 1986.
39. MÜTZE K. ș.a. Brockhaus ABC der Optik. VEB Brockhaus Verlag, Leipzig, 1961.
40. NAUMANN H. Optik für Konstrukteure. Wilhem Knapp Verlag, Düsseldorf, 1960.
41. POPESCU M. I. Teoria electromagnetă macroscopică a luminii. E.S.E. București, 1986.
42. RICHTER W., HAFERKORN H. Synthese optischer Systeme. VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1984.
43. RUSSINOV M. M. Gabaritnîe rascetî opticeskih sistem. Moskva Gosgeoltekhizdat, 1963.
44. SCHULZ H. J. Zur Analyse und Optimierung optischer Systeme. Dissertation, TU Berlin 1972.
45. SKVORTOV E.E. ș.a. Mikroskopi. Izdatelstvo Mašinostroenie, Leningrad, 1969.
46. SLEVOGT H. Technische Optik. Walter de Gruyter. Berlin-New York, 1974.
47. TUDOROVSKI A. I. Teoria opticeskih priborov. Izdatelstvo Akademii Nauch SSSR, Moskova-Leningrad, 1952.
48. VLAD V. ș.a. Prelucrarea optică a informației. Editura Academiei R.S.R., București, 1976.
49. WEISE, H. Die Kinematographische Kamera. Springer-Verlag, Wien, 1957.
50. ZAIDEL A.N. ș.a. Tehnica și practica spectroscopiei E.S.E. București, 1984.



Lei 41



ISBN 973-31-0030-7